

ECKHARD H. KRÜGER, Diplom-Physiker

Entwicklung einer Vieldrahtproportionalkammer
zur Nanodosimetrie

und

Messung der Energiedeposition von Alpha-Teilchen
in kleinsten empfindlichen Volumina

Dissertation zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften der
Universität Bremen

Garching, Mai 1981

ECHKARD H. KRÜGER, Diplom-Physiker

Entwicklung einer Vieldrahtproportionalkammer
zur Nanodosimetrie

und

Messung der Energiedeposition von Alpha-Teilchen
in kleinsten empfindlichen Volumina

Dissertation zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
der Universität Bremen

Diese Arbeit hat dem Promotionsausschuß Dr. rer. nat.
der Universität Bremen als Dissertation vorgelegen.
An dem Promotionsverfahren haben die Professoren
Dr. J. Scheer und Dr. J. Bleck-Neuhaus als Gutachter
mitgewirkt. Das Kolloquium hat am 21.5.1981 stattge-
funden.



INHALTSVERZEICHNIS

	Zusammenfassung	
1.	Einleitung	1
2.	Geometrie und Eigenschaften eines Vieldraht- proportionalzählers	3
3.	Feldstärkeberechnungen	
3.1	Allgemeines	3
3.2	Berechnung der Feldstärke	8
3.2.1	Zähl drahtdicke	9
3.2.2	Elektrodenabstand	10
3.2.3	Drahtabstand	10
3.2.4	Linien konstanter Feldstärke	12
4.	Gasverstärkung in einer Vieldrahtproportional- kammer (MWPC)	13
5.	Versuchsaufbau	20
5.1	Mechanischer Versuchsaufbau	20
5.2	Vakuumtechnischer Versuchsaufbau	27
5.3	Elektronischer Versuchsaufbau	31
5.3.1	Abnahme von Spektren an einem einzelnen Draht	32
5.3.1.1	Beschreibung des Koinzidenzsignalweges	33
5.3.1.2	Besonderheiten des Energiesignalweges	36
5.3.2	Aufnahme von Spektren an zwei Drähten in Koin- zidenz	38
5.3.3	Schaltung des rechnergesteuerten Vielkanal- systems	39
6.	Testmessungen	41
6.1	Signalform in der Vieldrahtkammer	41
6.2	Kapazität verschiedener Vieldrahtkammern	44
6.3	Messung der Signalform	46
6.4	Messung der Driftgeschwindigkeit von positiven Methanionen in Methan	48
6.5	Test auf Existenz einer verstärkungsfreien Drift- strecke	51



6.6	Bestimmung des Energieverlustes und Bremsvermögens der α -Teilchen in Methan	53
6.6.1	Versuchsaufbau	53
6.6.2	Bestimmung des Bremsvermögens dE/dx	56
6.7	Verstärkung der Vorverstärker	58
6.8	Einfluß der Koinzidenzschaltung	59
6.9	Einfluß von Temperaturänderungen auf die Messungen	61
6.10	Modifikation an der Violdrahtkammer für die nano-dosimetrischen Messungen	63
7.	Biologische Wirkung ionisierender Strahlung	63
7.1	Einleitung	63
7.2	Relative biologische Wirksamkeit: der Qualitätsfaktor	65
7.3	Modellhafte Vorstellungen	66
8.	Untersuchung des Musters der Energiedeposition in kleinen Volumina	68
8.1	Versuchsparameter	68
8.2	Bestimmung des L_{∞} in Methan	69
8.3	Untersuchung der deponierten Energie bei konstantem linearen Energietransfer und konstanter Volumenform des Volumens	71
8.3.1	$L_{\infty} = 1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$	73
8.3.2	$L_{\infty} = 0,961 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$	79
8.3.3	$L_{\infty} = 0,76 \text{ keV}$	84
8.4	Untersuchungen an Volumen der Form A unter dem Gesichtspunkt unterschiedlichen Linearen Energie Transfers	89
8.4.1	Mittlere deponierte Energie	89
8.4.2	Nachweiswahrscheinlichkeit	93
8.5	Zusammenfassung der Ergebnisse von Messungen an Volumen A	97
8.5.1	Einfluß der mechanischen Parameter	97
8.6	Messungen am empfindlichen Volumen der Form B	99
8.6.1	Relative mittlere deponierte Energie	99

8.6.2	Nachweiswahrscheinlichkeit	102
8.6.3	Zusammenfassung der Ergebnisse aus Messungen am Volumen der Form B	104
9.	Übersicht und Diskussion der Ergebnisse	111
9.1	Bahnstruktur und die Ausdehnung des Ionisations- schlauches um die Bahn eines geladenen Teilchens	111
9.2	Nanodosimetrie	118
	Literaturverzeichnis	119

ZUSAMMENFASSUNG

Bisherige mikrodosimetrische Messungen können in Gasen Volumina bis hinunter zu $0,3 \mu\text{m}$ Durchmesser (umgerechnet auf Gewebe der Dichte 1 g/cm^3) simulieren.

Mit der hier vorgestellten Vieldrahtkammer ist ein Meßinstrument entwickelt, das

- 1) Wandeffekte nahezu ausschließt,
- 2) geeignet ist für Messungen in empfindlichen Volumina mit Äquivalentdurchmessern in der Größenordnung von Nanometern,
- 3) für Beschleunigungsversuche und On-line-Auswertung mit Prozeßrechnern genutzt werden kann.

Es wurden Messungen der deponierten Energie in Methan mit α -Teilchen der Energien $8,77 \text{ MeV}$ und $6,05 \text{ MeV}$ und $4,05 \text{ MeV}$ bei Drucken zwischen $2,66 \text{ kPa}$ und $0,133 \text{ kPa}$ durchgeführt, entsprechend simulierten Durchmessern zwischen 90 nm und $3,6 \text{ nm}$ in Gewebe.

Die gemessenen Verteilungen für die deponierte Energie unterscheiden sich deutlich von den nach der "Straggling-Theorie" des Energieverlustes ionisierender Teilchen berechneten Verteilungen. Die Messungen weisen nach, daß für Volumina mit $3,6 \text{ nm}$ äquivalenten Durchmesser mehr als 80% der vom α -Teilchen abgegebenen Energie außerhalb des empfindlichen Volumens deponiert wird.

Der Kern des "Ionisationsschlauches" um ein durchfliegendes α -Teilchen erstreckt sich bis zu einem Radius von ca. 3 nm . Um diesen Kern herum erstreckt sich ein Gebiet niedriger Ionisationsdichte von bis zu 100 nm .



Digitized by the Internet Archive
in 2026

1. EINLEITUNG

In der Mikrodosimetrie wird versucht, durch Messung der deponierten Energie in kleinen, empfindlichen Volumina den Einfluß der lokalen Dosis auf die biologische Wirkung ionisierender Strahlung zu ergründen. Als empfindliche Volumina wurden anfangs die Zelle, später der Zellkern angenommen. Der Name Mikrodosimetrie rührt daher, daß die Ausdehnung der zu simulierenden Volumina im Bereich von Mikrometern liegt.

Die empfindlichen Volumina werden meist durch zylindrische oder kugelförmige Gaszähler simuliert. Durch Erniedrigen des Gasdruckes werden kleine Abstände und Durchmesser simuliert. Die simulierten Längen werden durch Umrechnen der Gasdichte auf Gewebe der Dichte 1 g/cm^3 ermittelt. Der äquivalente Durchmesser ist der Durchmesser des simulierten Volumens, umgerechnet auf Gewebe der Dichte 1 g/cm^3 . Die äquivalente Länge oder äquivalente Weglänge ist die mechanische Länge von 1 mm im Versuch, umgerechnet auf Gewebe der Dichte 1 g/cm^3 .

Für die Untersuchung der biologischen Strahlenwirkung auf der Ebene des Zellkerns versucht man, die Größen "Specific Energy" (das ist die im empfindlichen Volumen insgesamt deponierte Energie) und "Lineal Energy" (das ist die pro mittlere Weglänge im Volumen deponierte Energie) zu messen. Dabei ist die "Specific Energy", oder die daraus abgeleitete Größe $\bar{Y}^*$, eine der bestimmenden Größen der Theorie der "Dual Radiation Action" /KEL-72/, /KEL-78/.

Für die betrachteten kleinen Volumina sind dies aber keine direkt meßbaren Größen, sondern Mittelwerte von Verteilungen der Energiedeposition. Mittels der Theorie des Straggling des Energieverlustes ionisierender Teilchen /LAN-44/, /VAV-57/ läßt sich die Verteilung des Energieverlustes für hinreichend dicke Schichten berechnen. Wegen des Unterschiedes zwischen der in einem Volumen deponierten Energie und der vom Teilchen beim Durchflug abgegebenen Energie ist diese Theorie jedoch untauglich für Zwecke der Mikrodosimetrie. Bei dünnen Schichten liefert die Straggling-Theorie nur richtige Ergebnisse für ein senkrecht zur Teilchenbahn unendlich ausgedehntes Volumen.

Mit der Erkenntnis, daß Untersuchungen an Entfernungen in der Größenordnung von einigen nm für die Beschreibung der biologischen Wirkung entscheidend sind, muß auch die Mikrodosimetrie zur Nanodosimetrie erweitert werden /HOL-78/, /GOO-78/. Dabei werden Aussagen über die Bahnstruktur von ionisierenden Teilchen im Bereich der großen Biomoleküle zusammen mit den Aussagen über die deponierte Energie besonders wichtig. Die Entwicklung einer Vieldrahtkammer für die Nanodosimetrie dient solchen Untersuchungen.

eindeutig zu beschreiben.

Um den Unterschieden in der biologischen Wirkung von Strahlung bei gleicher Energiedosis aber unterschiedlicher Strahlenart gerecht zu werden, wurde für Strahlenschutz Zwecke der Begriff "Äquivalentdosis" eingeführt. Die Internationale Kommission für Strahlungseinheiten und Messungen (ICRU) definiert in ihrem Bericht "Dose Equivalent" /ICRU-73/ die Äquivalentdosis (H) zu:

$$H = D \cdot QF \cdot N$$

Dosisäquivalent gleich Energiedosis (D) multipliziert mit dem Qualitätsfaktor (QF) und anderen dosismodifizierenden Faktoren (N).

Gegenüber der linearquadratischen Dosiseffektbeziehung wird so die Abhängigkeit von der Strahlenart aus den Parametern α und β in die makroskopische Dosis (D) verschoben und damit die Möglichkeit der Voraussage des Strahleneffektes aus der Energiedosis als Ausgangswert erhalten.

Alle Modelle zur Vorhersage der biologischen Strahlenwirkung leiden darunter, daß sie aufgrund der physikalischen Primärvorgänge den biologischen Endpunkt voraussagen müssen. Angesichts der Anzahl und des Ausmaßes der Zwischenschritte ist es erstaunlich, daß sich Unterschiede in der Strahlenqualität so stark im biologischen Ergebnis wiederfinden lassen. Eine Vorhersage der Strahlenwirkung, besonders für Strahlenschutz Zwecke, aufgrund solcher Modelle, ist immer mit Unsicherheiten behaftet. Schon bei der Messung von unterschiedlicher biologischer Wirkung im Labor stellt die Herstellung exakt vergleichbarer Versuchsbedingungen ein großes Problem dar. Der Einfluß der biologischen Variationsbreite spielt sicher eine große Rolle für das Einsetzen einer Strahlenwirkung /HUG-66/.

7. BIOLOGISCHE WIRKUNG IONISIERENDER STRALUNG

7.1 Einleitung

Die biologische Wirkung von ionisierender Strahlung äußert sich in einer Kette von Vorgängen, die auf verschiedenen Ebenen des biologischen Lebens ablaufen.

Zuerst finden die physikalischen Prozesse der Anregung und der Ionisation von Atomen und Molekülen statt. Diese Vorgänge sind sehr schnell und nach 10^{-12} s beendet. Die nächsten Schritte umfassen physikalisch-chemische und chemische Prozesse wie die der Diffusion, der Radikalbildung (z.B. O_2^-) und der Zerstörung oder Veränderung chemischer Verbindungen (z.B. DNA-Brüche). Diese Abläufe sind um mehrere Größenordnungen langsamer und sind ca. 10^{-5} s nach dem Eintritt des Ereignisses beendet. Die darauf folgenden biologischen Vorgänge können sich in ihren zeitlichen Abläufen bis zum Manifestwerden eines Schadens über Sekunden bis zu Jahren erstrecken. Sie umfassten den Zelltod ebenso wie den Strahlentod des Individuums oder die Transformation der Zelle zu einer Krebszelle /DER-69/. Zur Beschreibung und Quantifizierung des biologischen Wirkens von ionisierender Strahlung wird die Dosis als pro Masseneinheit deponierte Energie benutzt. Diese Energiedosis ist eine physikalische Größe.

Biologische Strahleneffekte zeigen im allgemeinen eine sogenannte "linearquadratische" Abhängigkeit von der Dosis nach der Formel

$$E(D) = \alpha D + \beta D^2$$

mit E = betrachteter Effekt

D = Energiedosis

und α und β vom jeweiligen Effekt und der betrachteten Strahlenart abhängige Parameter.

Die Abhängigkeit der Parameter α und β von der Strahlenart und Versuchsparametern zeigt, daß die Energiedosis nicht geeignet ist, die biologische Wirkung von ionisierender Strahlung

Man erkennt einen Raum mit niedriger Feldstärke und homogenem Feld (den Driftraum), und in der Nähe der Drähte einen Raum mit sehr stark inhomogenem Feld und hohen Feldstärken (den Verstärkungsraum).

Üblicherweise wird eine Vieldrahtkammer bei Experimenten der Hochenergiephysik und der Kernphysik zum Triggern oder zur Ortsbestimmung benutzt, indem die ionisierenden Teilchen senkrecht oder nahezu senkrecht zur Anodenebene die Kammer durchqueren. Um den Energieverlust der Teilchen klein zu halten, dienen dünne metallisierte Kunststoffolien als Elektroden (Bild 2.1). Das energieproportionale Signal wird verwendet, um das Teilchen zu identifizieren und andere Parameter der untersuchten Reaktion zu klären (z.B. Eintrittswinkel zur Nachweisebene). Diese Kammern haben Spacings von $S = 0,5 \text{ mm}$ und Gaps von $L = 1 \text{ mm}$. Sie werden bei Atmosphärendruck und Spannungen von etwa 2000 V betrieben /CHA-70/, /BOU-70/.

Durch die besondere Form des elektrischen Feldes läßt sich die Vieldrahtkammer auch für die Mikrodosimetrie gut benutzen. Da jeder Draht für sich einen Proportionalzähler darstellt, haben wir es mit einer wandlosen Aneinanderreihung empfindlicher Volumina zu tun.

Werden die Teilchen parallel zur Anodenebene und senkrecht oder parallel zu den Drähten eingeschossen, dann kann man, bei geschickter Wahl der mechanischen und elektrischen Parameter, den Driftraum vom Verstärkungsraum trennen und die Ionisationsereignisse nur im Driftraum stattfinden lassen.

Man gewinnt Informationen über die Anzahl der Ionisationen in empfindlichen Volumina, die längs der Bahn aufgereiht sind und über die Ausdehnung des Ionisationsschlauches um die Teilchenbahn.

Der Durchmesser des empfindlichen Bereiches hängt bei dieser Art der Benutzung vom Spacing ab. Zusätzlich wird er durch den Druck bestimmt. Es lassen sich so sehr kleine äquivalente Durchmesser der empfindlichen Volumina ($D < 100 \text{ nm}$) simulieren. Durch den Vergleich von gleichzeitigen oder quasigleichzeitigen Signalen an verschiedenen Drähten, lassen sich auch Aussagen machen, über Korrelationen von Ereignissen in unterschiedlichen Entfernungen voneinander.

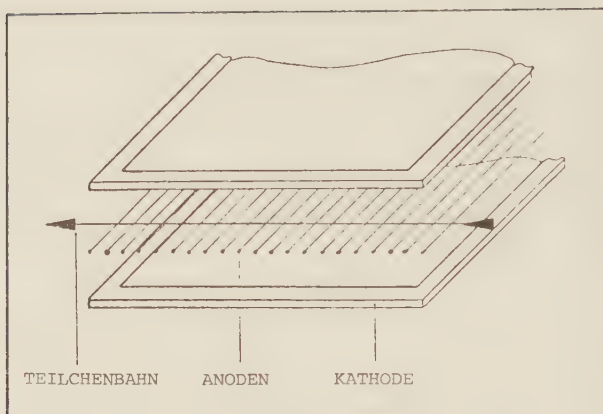


Bild 2.4: Verwendung der Vieldrahtkammer für mikrodosimetrische Zwecke

Eine solche Anordnung von Elektroden und Drähten kann dann als wandlose Aneinanderreihung von Proportionalzählern arbeiten, wenn jeder Draht mit einem eigenen Verstärker verbunden wird und wenn die einzelnen Elemente quasi proportional wirken. Das heißt, die Gasverstärkung darf bei den gewünschten Parametern (z.B. lineare Ausdehnung der Kammer, Gasdruck, Spannung) nicht vom Ort der auslösenden Primärisationen abhängen. Ohne auf Einzelheiten des Vorgangs der Gasverstärkung einzugehen, folgt daraus als Bedingung:

Die zur Lawinenbildung erforderliche Mindestfeldstärke des elektrischen Feldes darf nur in Drahtnähe, nämlich im quasiisotropen Feldbereich erreicht werden.

Wird diese Feldstärke bereits im homogenen, oder besser quasihomogenen, Bereich erreicht, so hätte man, da dort das Feld konstant ist, überall Verstärkung, und die Signalhöhe am Draht hinge von der Entfernung der Primärisation vom Draht ab. Die Bereiche quasiisotropen und quasihomogenen Feldes werden im folgenden Gasverstärkungs- und Driftbereich genannt. Um die Möglichkeit der Anwendung im Druckbereich zwischen 3 kPa und 100 Pa zu klären, wurde der Verlauf der Feldstärke bei Variation der mechanischen Parameter untersucht.

3. FELDSTÄRKEBERECHNUNGEN

3.1 Allgemeines

Unter der Annahme (Symbole wie in Bild 2.2)

$$d = 2R \ll L$$

$$S < L$$

$$L < \text{seitliche Ausdehnung}$$

läßt sich die Feldstärke an einzelnen Punkten in der Vieldrahtkammer berechnen /ERS-72/, /CHA-70/.

Das komplexe Potential $\emptyset(Z, Z')$ an einem beliebigen Punkt Z , das durch Anbringen einer "Einheitslinienladung" an der Stelle Z' entsteht, ist dann:

$$\emptyset(Z, Z') = - 2 \ln \left[\frac{\sin h \{(\pi/4L) \cdot (Z-Z')\}}{\cos h \{(\pi/4L) \cdot (Z-\bar{Z}')\}} \right]$$

$\bar{Z}'$ ist die komplex konjugierte von Z' .

Das zugehörige physikalische Potential $V(Z, Z')$ an der Stelle Z' ist dann:

$$V(Z, Z') = \text{Re}[\emptyset(Z, Z')]$$

mit $\text{Re} [\] = \text{Realteil}$ von $[\]$.

Wenn die "Linienladung" an der Stelle $Z' = x' + iy'$ einen Draht vom Radius $\frac{1}{2}d = R$ darstellt und $R \ll L$, dann ist das physikalische Potential an einen Punkt auf dem Draht:

$$V(Z', Z') = - 2 \ln \left\{ \frac{\pi d/8L}{\cos (\pi y'/2L)} \right\}$$

Einführung eines unendlichen Gitters solcher "Linienladungen" und Einsetzen von $L > S$ ergibt für eine MWPC mit symmetrischer Anordnung ($L_1 = L_2$) das komplexe Potential:

$$\psi_{\text{sy}}(Z) \approx (2\pi L/S) - 2 \ln \{2 \sin(\pi Z/S)\}$$

und das physikalische Potential zu:

$$V_{Sy}(Z) \approx (2\pi L/S) - 2\ln\{4\sin^2(\pi x/S) + 4\sin^2(\pi y/S)\} \quad (1)$$

Die Feldstärke $\vec{E}$ an beliebiger Stelle Z ist gegeben durch:

$$\vec{E} = E_x + iE_y = -Q\Psi'(Z)$$

dabei ist Q die Ladung pro Längeneinheit am Draht:

$$Q = \frac{V_0}{(2\pi L/S) - 2\ln(\pi d/S)}$$

mit V_0 = angelegte Spannung

$$\text{und } |\vec{E}| = Q |\Psi'(Z)| = (2\pi Q/S) \cot(\pi Z/S) \quad (2)$$

3.2 Berechnung der Feldstärke

Um die Eignung der Violdrahtkammer für mikrodosimetrische Versuche beurteilen zu können, wurden die 3 Parameter Draht-radius (R_1), Gap(L) und Spacing(S) variiert und mittels des Programms von Rothenhöfer /ROT-67/ der Betrag der elektrischen Feldstärke an verschiedenen Orten in der Violdrahtkammer berechnet.

Das Programm geht von parallelen Drähten aus, die zwischen zwei parallelen Platten gespannt sind. Es berechnet den Betrag der elektrischen Feldstärke an vorgegebenen Punkten zwischen zwei Anodendrahten längs des senkrechten Abstandes Anode-Kathode.

Bei der Auswahl der Beispiele wurde berücksichtigt, daß die Violdrahtkammern bei niedrigem Druck und mit großem Gap und Spacing benutzt werden müssen, und daß für die Verstärkungseigenschaften vor allem der Verlauf der elektrischen Feldstärke in der Nähe des Zähl drahtes wichtig ist.

Die folgenden Bilder (Bild 3.1 bis Bild 3.4) zeigen typische Ergebnisse.

3.2.1 Zähldrahtdicke

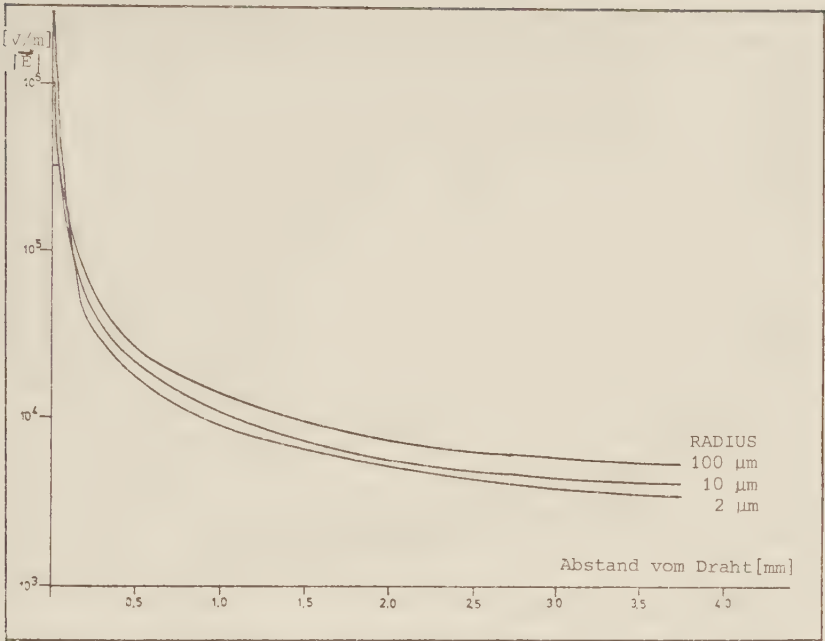


Bild 3.1: Variation des Zähldrahtradius in einer Vieldrahtkammer
 Betrag der Feldstärke gegen Abstand vom Zähldraht
 Spacing $S = 5 \text{ mm}$
 Gap $L = 15 \text{ mm}$
 Radien $R_i = 100 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$
 Spannung $U = 100 \text{ V}$

Die geringen Drahtdicken erzeugen eine hohe Feldstärke am Draht mit steilem Abfall der Feldstärke und kleiner Feldstärke in kurzer Entfernung vom Draht.

Folgerungen: Beim Arbeiten mit kleinem Druck haben dünne Drähte den Nachteil, daß die Wahrscheinlichkeit für Durchschläge stark wächst, während sich der Raum relativ hoher Feldstärke und damit hoher Verstärkung auf die Umgebung des Drahtes beschränkt. Für Versuche mit geringem Druck, d.h. unter 2,66 kPa, wie für mikrodosimetrische Experimente notwendig, ist daher eine Kammer mit möglichst dicken Anodendrahten vorzuziehen.

3.2.2 Elektrodenabstand (Gap)

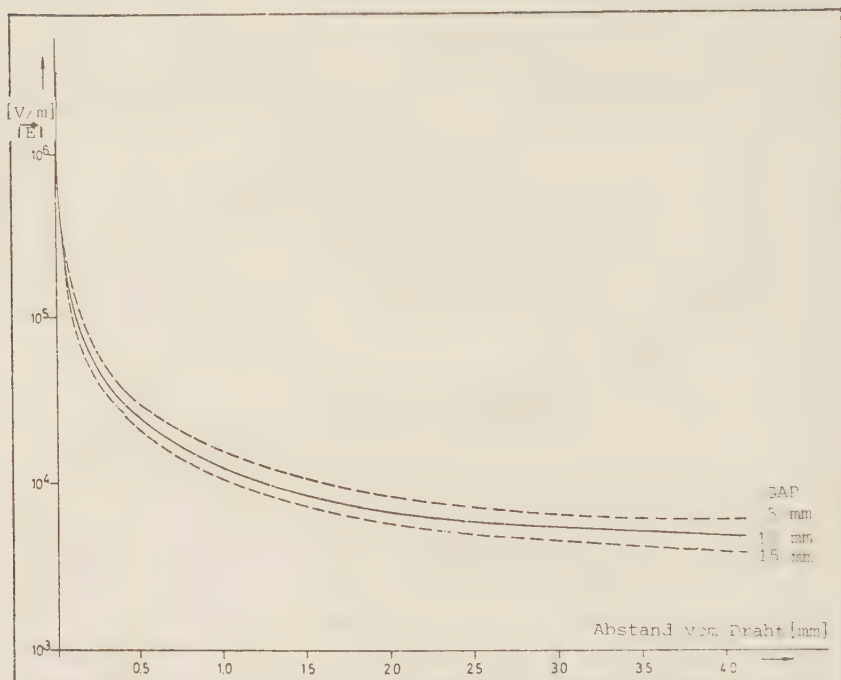


Bild 3.2: Variation des Gap in einer Vieldrahtkammer
 Betrag der Feldstärke gegen Abstand vom Zählrohr
 Spacing $S = 5 \text{ mm}$
 Drahtradius $R_i = 4 \text{ }\mu\text{m}$
 Gaps $L = 5 \text{ mm}, 10 \text{ mm}, 15 \text{ mm}$
 Spannung $U = 100 \text{ V}$

Das kleinere Gap erzeugt eine höhere Feldstärke sowohl am Draht als auch im Driftbereich.

Ein größeres Gap erlaubt es, die Feldstärke durch Erhöhen der Spannung einzustellen und ist daher schon aus diesem Grund vorzuziehen.

3.2.3 Drahtabstand (Spacing)

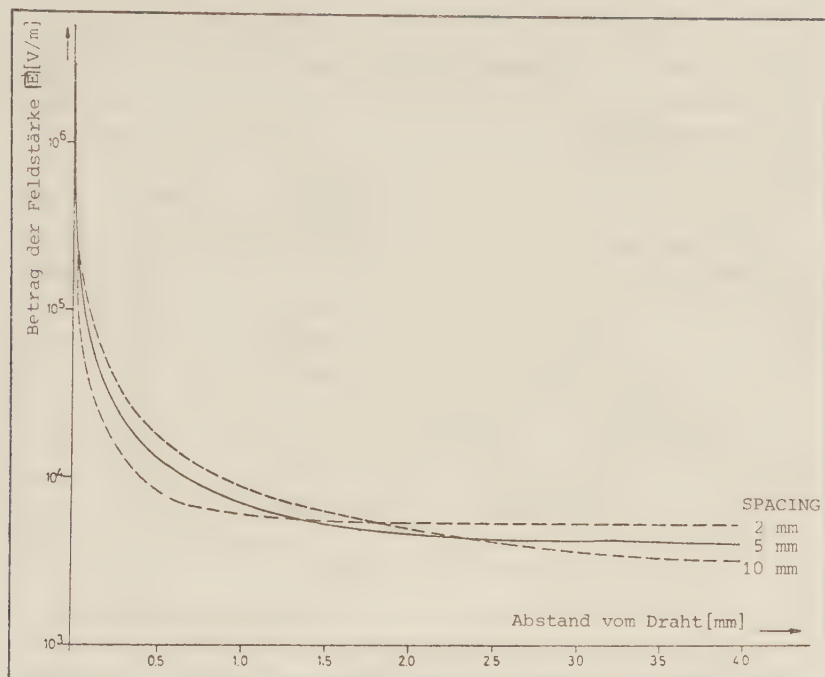


Bild 3.3: Variation des Spacing in einer Vieldrahtkammer
 Betrag der Feldstärke gegen Abstand vom Zählrohr
 Gap $L = 15$ mm
 Drahtradius $R_i = 4$ μ m
 Spacings $S = 2$ mm, 5 mm, 10 mm
 Spannung $U = 100$ V

Die Änderung des Spacing verändert die Verteilung der Feldstärke in der MWPC in einer Form, die sich nicht durch Erhöhen oder Senken der angelegten Spannung kompensieren läßt. Je größer das Spacing desto größer wird auch der quasiisotrope Feldbereich. Ein großes Spacing ist also unter diesem Gesichtspunkt beim Arbeiten mit kleinem Druck vorzuziehen. Allerdings kann diese Forderung mit der Forderung nach Simulation von kleinen und kleinsten empfindlichen Volumina kollidieren, da der äquivalente Durchmesser auch vom Spacing mitbestimmt wird.

3.2.4 Linien konstanter Feldstärke

Um die Verhältnisse in der Umgebung des Zähldrahtes besser studieren zu können, wurden auch die Linien konstanter Feldstärke in Drahtnähe grafisch dargestellt. Bild 3.4 zeigt ein Beispiel.

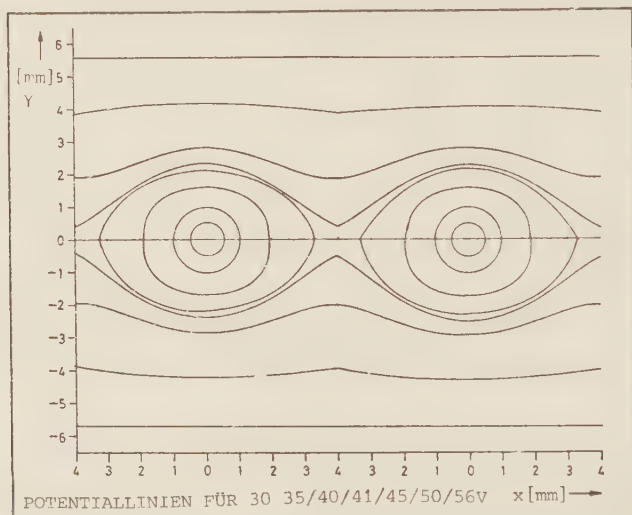


Bild 3.4: Linien gleicher Feldstärke in Zähldrahtnähe

Spacing $S = 8 \text{ mm}$

Gap $L = 10 \text{ mm}$

Drahtradius $R_d = 2 \text{ }\mu\text{m}$

Spannung $\bar{U} = 100 \text{ V}$

X = Abstand senkrecht zum Zähldraht in der Anodenebene

Y = Abstand senkrecht zum Zähldraht und senkrecht zur Anodenebene

4. GASVERSTÄRKUNG IN EINER VIELDRAHTPROPORTIONALKAMMER (MWPC)

Beim Durchgang des ionisierenden Teilchens durch einen Proportionalzähler erleidet das Teilchen Zusammenstöße mit den Atomen oder Molekülen des Gases. Einige davon führen zur Ionisation des getroffenen Atoms oder Moleküls und damit zur Freisetzung eines Elektrons. Die freigesetzten Elektronen werden im angelegten Feld zur Kathode beschleunigt. Unterwegs stoßen sie mit den Teilchen des Zählgases zusammen. Erst wenn die Feldstärke am Ort des Elektrons so groß ist, daß die Elektronen zwischen zwei Stößen eine Energie erlangen, die größer oder gleich der Ionisierungsenergie ist, setzt die Bildung einer Elektronenlawine ein. Die primär erzeugten Elektronen können selber ionisieren und damit den Gasmultiplikationsprozeß in Gang setzen. Auf jeder freien Ionisationsweglänge werden jetzt weitere Elektronenpaare erzeugt, bis die Lawine den Zählendraht erreicht.

Wo die Gasmultiplikation beginnt und wie hoch die Verstärkung ist, hängt ab

- vom Verhältnis des Zählradius des Zählers zu seinem Außenradius
- von der angelegten Spannung,
- vom Druck im Zähler und
- vom benutzten Zählgas.

Eine energieproportionale Messung ergibt sich nur, wenn das ionisierende Teilchen bei seinem Durchgang den Bereich der Kammer, in dem die Gasmultiplikation stattfindet, entweder nicht berührt oder wenn die Größe dieses Bereiches im Verhältnis zur Größe der Kammer zu vernachlässigen ist. Das letztere ist sicher bei allen "klassischen" Anwendungsarten der Fall. Der Abstand vom Zählendraht, in dem die Lawinenbildung beginnt, R_1 , ist einige μm groß, die Zählrohre selbst haben einen Durchmesser in der Größenordnung von Zentimetern (siehe Bild 4.1).

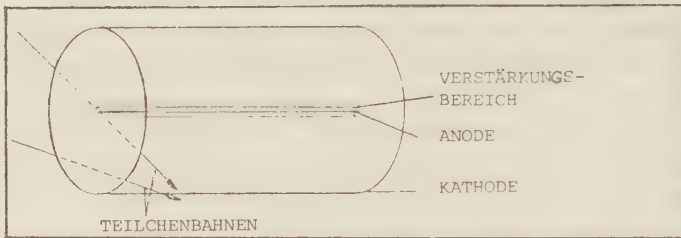


Bild 4.1: Klassischer Proportionalzähler
Kein Unterschied zwischen zentral und peripher passierenden Teilchen

Arbeitet man mit Zählern bei kleinem Druck (unter 1 kPa), so wird die freie Ionisierungsweglänge, λ (i), groß (Größenordnung mm). Die Spannung oder die Dimension des Zählers muß also so eingerichtet werden, daß schon weit ausserhalb vom Zählendraht die Feldstärke für das Ingangsetzen der Multiplikation erreicht wird, damit eine ausreichende Verstärkung zustande kommt. Andererseits wird klar, daß der Zählimpuls nicht mehr proportional der abgegebenen Energie ist, wenn die Ausdehnung des Multiplikationsbereichs die Größenordnung des Zählerdurchmessers erreicht (siehe Bild 4.2).

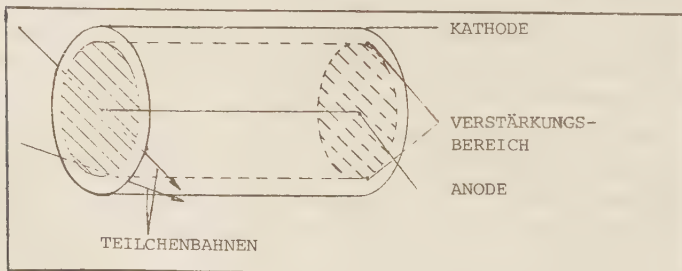


Bild 4.2: Proportionalzähler bei niedrigem Druck
Zentral passierendes Teilchen wird nicht proportional nachgewiesen

Bei mikrodosimetrischen Zählern, wie überhaupt bei Zählern, die mit kleinem Druck arbeiten, muß man Vorkehrungen treffen, um sicherzustellen, daß die Anzeige noch proportional zu der deponierten Energie ist. Wandlose mikrodosimetrische Zähler werden so eingerichtet, daß die Ionisationsereignisse in einem eigenen "Nachweisraum" stattfinden, der durch Potentialdrähte vom Verstärkungsraum getrennt wird. Gleichzeitig werden die mechanische Größe des Zählers und die angelegte Spannung so gewählt, daß der Verstärkungsraum klein gegen den Nachweisraum ist (Bild 4.3).

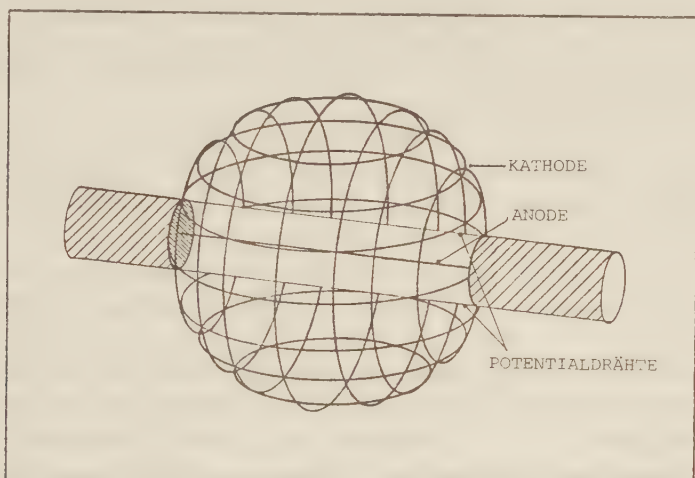


Bild 4.3: Kugelförmiger wandloser mikrodosimetrischer Zähler

Wandeffekte werden vor allem durch den Sprung in der Dichte beim Übergang von der Wand zum Gas aber auch durch unterschiedliche atomare Zusammensetzung des Wand- und Gasmaterials gegenüber Gewebe hervorgerufen. Bei sphärischen mikrodosimetrischen Zählern vom Rossi-Typ wird die Wand durch ein Gitter aus leitendem Kunststoff ersetzt. Die atomare Zusammensetzung des Zählgases und des Kunststoffs gleicht der von Gewebe.

Über die Gasverstärkung in Proportionalzählern gibt es eine Reihe grundlegender Veröffentlichungen. Sie beziehen sich im wesentlichen auf Zähler, die bei atmosphärischem Druck betrieben werden /ROS-41/, /ROS-49/. Mit den Verstärkungsvorgängen bei niedrigem Druck haben sich mehrere Autoren beschäftigt /SPE-65/, /CAM-71/, /BOR-76/. Wenn man die Ergebnisse von Untersuchungen an Proportionalzählern auf Violdrahtkammern übertragen will, müssen die verglichenen Zähler den Ähnlichkeitsbedingungen genügen. Nach ROSSI und STAUB /ROS-49/ gilt bezüglich der Ähnlichkeit von Proportionalzählern: Zwei Anordnungen werden als ähnlich bezeichnet, wenn sie:

1. im geometrischen Sinne ähnlich sind,
2. einander entsprechende Elektroden auf einander entsprechendem Potential liegen,
3. die Anordnung mit dem gleichen Gas gefüllt sind, bei gleicher Temperatur betrieben werden, und der Gasdruck umgekehrt proportional zu einander entsprechenden Längenmaßen ist.

Zum Vergleich von verschiedenen Zählern werden daher zweckmässiger Weise reduzierte, d.h. druckbezogene Größen verwendet.

Der Verstärkungsfaktor M gibt das Verhältnis von der Anzahl der die Lawine auslösenden Elektronen zu der am Zählendraht eintreffenden an. M ist gegenüber ähnlichen Anordnungen invariant. Wegen der Ausbildung der Lawine in unmittelbarer Nähe des Zählendrahtes ist insbesondere M schon invariant, wenn die verglichenen Zähler nur in der Umgebung des Zählendrahtes ähnlich sind. Demnach gilt, daß M für verschiedene Zähler invariant ist, wenn für diese Zähler gilt:

1. Das Produkt aus dem Betrag der Feldstärke am Zählendraht E_i und dem Zählendrahtradius R_i , die "Feldlinienquellstärke" $E_i \cdot R_i$, stimmen überein.
2. Der Quotient aus Druck P und dem Betrag der Feldstärke am Zählendraht E_i , die "Isolation" P/E_i stimmen überein.

Unter diesen Bedingungen lassen sich die Gesetzmäßigkeiten für die Gasverstärkung in zylindrischen Proportionalzählern auf die Violdrahtkammer anwenden.

Die Suche nach einer analytischen Beschreibung des Vorgangs der Gasverstärkung führt zu der Formel

$$\ln(M) = \int_{R_i}^{R_l} \alpha(r) dr \quad (1)$$

mit R_l = der Ort im Zähler an dem die Lawinenbildung beginnt
 R_i = Zählrohrtradius

α stellt den Townsendschen Ionisierungskoeffizienten dar, nämlich die Zahl der von einem Elektron pro cm gegen Feldrichtung durchlaufene Wegstrecke gebildeten Ionenpaare. Die meisten Messungen des Ionisierungskoeffizienten liegen für hohen Druck vor. Für Isolationen $P/E_i > 1$ Pa·cm/Volt läßt sich das Verhältnis (α/P) analytisch beschreiben durch /CAM-71/

$$\frac{\alpha}{P} = A \cdot \exp\left(-\frac{B \cdot P}{E_i}\right)$$

mit A und B als gasbezogene Parameter, die durch Experimente gefunden werden

E_i = Feldstärke am Zählrohr

P = Gasdruck.

Dagegen finden Specht und Armbruster aus ihren Experimenten die Beziehung /SPE-65/:

$$\frac{\alpha}{P} = 0,029 \cdot \sqrt{\frac{E/P}{\text{Volt} \cdot \text{Pa} \cdot \text{cm}}}$$

für Isolationen $P/E_i < 1,10 \frac{\text{Pa} \cdot \text{cm}}{\text{Volt}}$.

Besonders intensiv mit der Gasverstärkung bei niedrigem Druck ($P < 13,3$ kPa), d.h. bei kleiner Isolation hat sich Borst /BOR-76/ befaßt. Für sein Gasteleskop kommt er zu folgender Beziehung.

$$\frac{\alpha}{P} = \frac{A_1}{\exp\left(\frac{B_1 \cdot P}{E_i}\right)} + \frac{A_2}{\exp\left(\frac{B_2 \cdot P}{E_i}\right)}$$

Einfache physikalische Modelle über die Abhängigkeit des Townsendskoeffizienten α von den Parametern Druck und Feldstärke

am Zählendraht des Proportionalzählers existieren nicht. Die Unsicherheit in den Ergebnissen für unterschiedliche Proportionalzähler zeigt sich besonders in der Wahl der Konstanten A und B bzw. A_1 , A_2 und B_1 , B_2 oder von "Counter geometry Parameters" /PLA-76/. Verzichtet man auf den Versuch einer analytischen Darstellung, dann kann man den Verstärkungsfaktor M mit einer iterativen Methode annähern. Bedingung ist, daß die Änderung des Ionisierungsquerschnittes mit der Feldstärke und die Feldstärke längs der Bahn der Verstärkungslawine bekannt sind.

Es sei:

R_l = der Ort im Zähler, an dem die Lawinenbildung beginnt

E_l = die Feldstärke an dieser Stelle.

Dann gilt:

$$R_l \cdot E_l > w,$$

d.h. die Energie, die ein Elektron auf einer freien Weglänge aufnehmen kann, sei größer als ein Schwellwert w . Außerdem muß für die Violdrahtkammer gelten:

$$R_l > R_a,$$

d.h. der Bereich, in dem die Lawinenbildung beginnt, liegt innerhalb des Proportionalbereichs, der durch den Abstand R_a vom Zählendraht gekennzeichnet ist.

Wir nennen:

$$\lambda_{l1} = \text{freie Ionisationsweglänge an der Stelle } R_l.$$

Weiter legen wir fest:

$$\frac{R_l}{\lambda_{l1}} = \gamma > 1,$$

d.h. innerhalb des Verstärkungsbereichs haben wir mehr als einen Ionisationsstoß zur Bildung einer Lawine. Damit kann über die Größe γ abgeschätzt werden, ob überhaupt eine Gasmultiplikation stattfinden kann.

Mittels der Definition für den Townsendschen Ionisierungskoeffizienten α läßt sich eine Formel für die Ortsabhängigkeit

der freien Ionisationsweglänge $\lambda_i(r)$ ableiten:

$$\lambda_i(r) = \frac{1}{\alpha(r)}$$

$$\alpha(r) = b \cdot Ni \cdot P \cdot E(r)$$

mit b = Steigung des Ionisierungswirkungsquerschnittes

Ni = Zahl der Teilchen pro cm^3 bei 1 Pa

P = Druck in Pa

$E(r)$ = Betrag der Feldstärke an der Stelle r in V/cm .

Ausserdem ist:

$$Rl = \frac{Vp}{W^2 \cdot b \cdot Ni \cdot P \cdot \ln(Ra/Ri)}$$

mit Vp = Potential des Proportionalzählers

bzw. Potential in der MWPC an der Stelle, wo der Proportionalbereich beginnt

W = mittlere Ionisierungsenergie des Gases.

Man beginnt vom Abstand Rl ab, das jeweils zur Feldstärke gehörige λ_i zu berechnen. Um das so gewonnene λ_i verkürzt man dem Abstand am Zähl draht, und berechnet für diesen Ort mit der dort herrschenden Feldstärke ein neues λ_i und so weiter bis der Draht erreicht ist. Die Anzahl der durchlaufenen Ionisationsweglängen $N(LA)$ dient über die Formel

$$M = \exp [N(\lambda_i)]$$

zur Abschätzung der Gasmultiplikation.

5. VERSUCHSAUFBAU

5.1 Mechanischer Versuchsaufbau

Der gesamte Versuch ist in einem Vakuumrezipienten aufgebaut. Um den Einfluß der Änderung der Parameter möglichst ohne Öffnen des Rezipienten testen zu können, sollten die Bewegungen des Strahls und der Kammer gegeneinander sowie die Justierung von aussen her erfolgen. Schematisch stellt sich der Versuchsaufbau wie folgt dar.

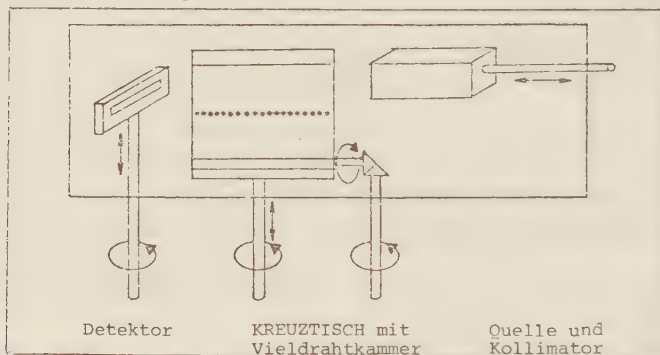


Bild 5.1: Mechanischer Versuchsaufbau (schematisch)

Ein wichtiger Parameter im Versuch ist ein wohldefinierter kleiner Querschnitt des Strahls am Ort des empfindlichen Volumens. Die senkrechte Ausdehnung des Strahls soll nicht größer als 2 mm sein. Für die waagerechte Ausdehnung sind unterschiedliche Größen zwischen 2 und 20 mm möglich. Zur Kollimation und Justierung dienen ein Koinzidenzdetektor und ein mechanischer Kollimator.

Der Kollimator besteht aus einem Messingrohr mit rechteckigem Querschnitt und 60 mm wirksamer Länge. Er ist mit Schlitten zum Einschieben der verschiedenen Blenden und radioaktiven Quellen versehen. Eintritts- und Austrittsblende sind 1 mm dicke Metallscheiben mit unterschiedlichen Öffnungen zur Strahlenbegrenzung. Typische Blendenöffnungen haben einen kreisförmigen Querschnitt von 1 mm Durchmesser oder einen rechteckigen Querschnitt von $1 \cdot 12 \text{ mm}^2$ Seitenlänge.

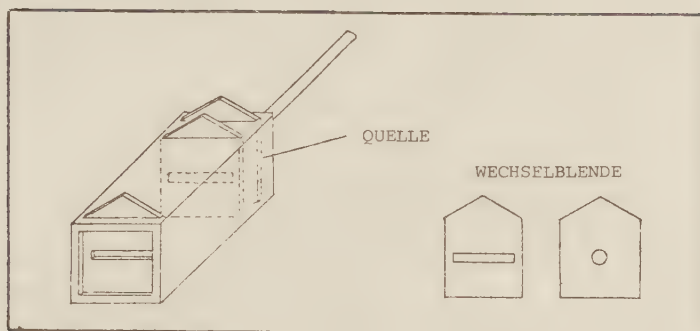


Bild 5.2: Kollimator mit Wechselblenden

Der Kollimator selber ist auf eine Drehschiebedurchführung montiert und kann in waagerechter Richtung bewegt bzw. um eine waagerechte Achse gedreht werden. Zum Wechseln der Quelle und der Blenden kann er über eine Schleuse aus dem Versuch genommen werden, ohne daß der Rezipient geöffnet werden muß.

Der geometrisch bestimmte senkrechte Durchmesser des Strahls kann so am Ort des empfindlichen Volumens stets kleiner als 2 mm gehalten werden. Dieser Durchmesser entspricht jedoch nicht genau dem tatsächlichen Durchmesser des Strahls. Durch die Zusammenstöße der ionisierenden Teilchen des Strahls mit den Gasmolekülen findet, abhängig vom Druck und der durchlaufenen Wegstrecke, eine Aufweitung des Strahls statt. Der Koinzidenzdetektor wird deshalb zur Kollimation mitbenutzt, indem er mit Blenden unterschiedlicher Öffnung versehen wird. Für den Zweck der Justierung ist der benutzte großflächige Silizium-Sperrschicht-Detektor auf eine mechanische Durchführung aufgesetzt, mit der er in der Höhe verstellt werden kann. Der benutzte Detektor hatte eine empfindliche Fläche von 8.50 mm^2 .

Zur Einstellung verschiedener Strahllagen im Gap wird die Kammer relativ zum festgelegten Strahl bewegt. Dazu wurde ein Kreutztisch konstruiert und eingebaut, auf dem die Kammer fest montiert ist. Bewegungen von 40 mm in vertikaler und 100 mm in horizontaler Richtung sind möglich.

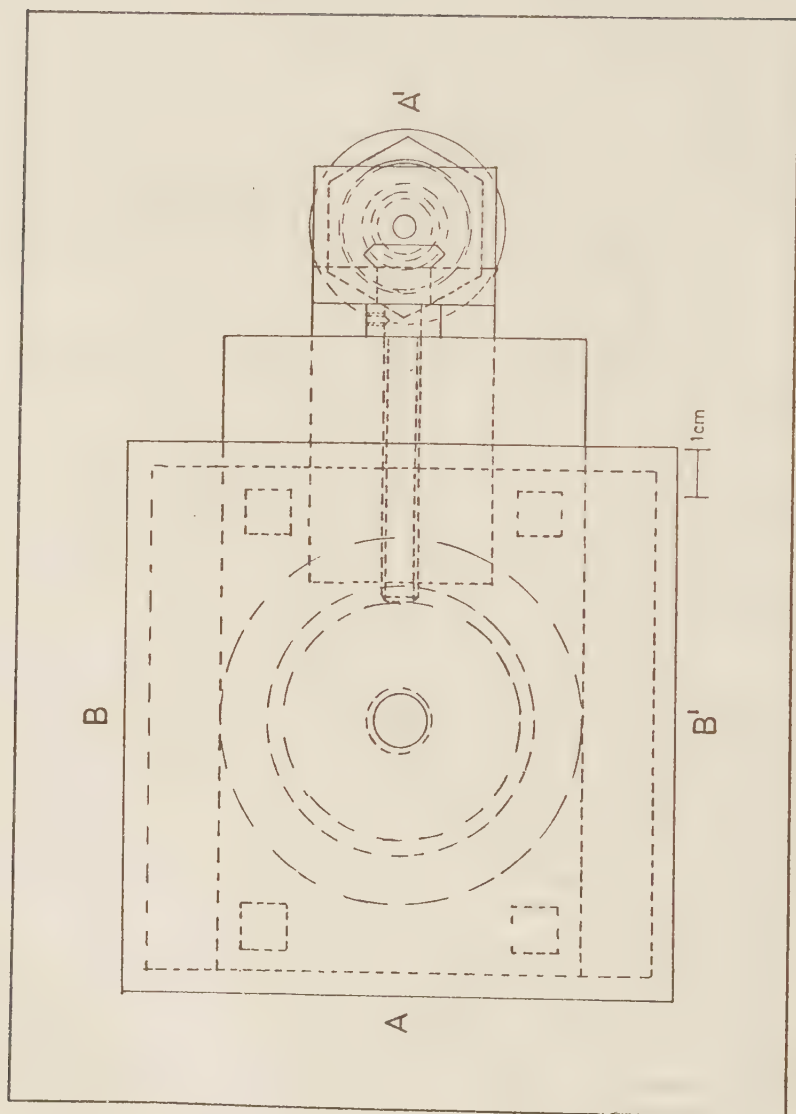


Bild 5.3: Kreuztisch, Grundriß

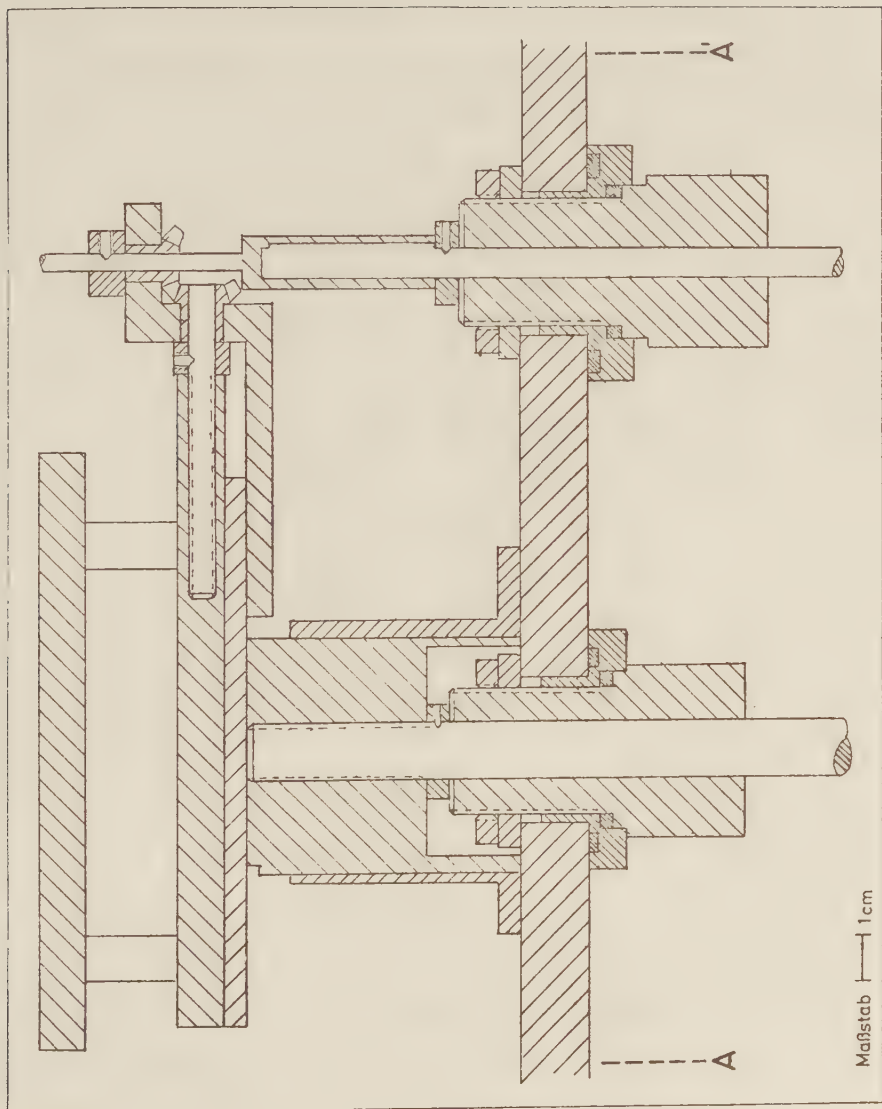


Bild 5.4: Kreuztisch, Schnitt A - A'

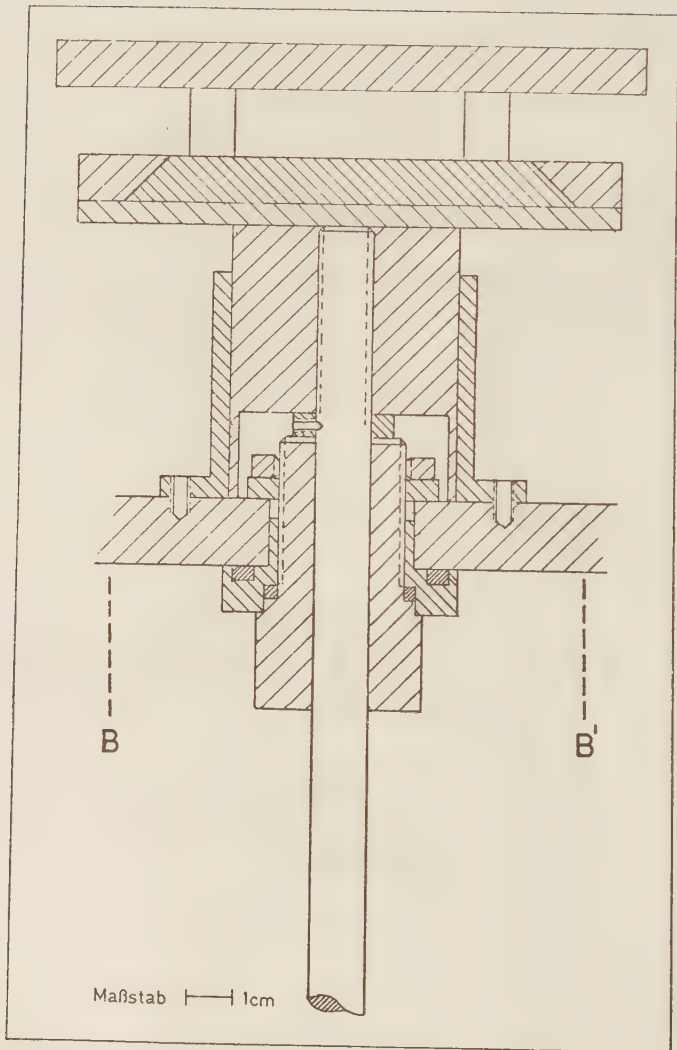


Bild 5.5: Kreuztisch, Schnitt B - B'

Zur Untersuchung des Einflusses der verschiedenen Parameter wird für die Vieldrahtkammer ein modularer Aufbau gewählt. Für einige Versuche werden Metallplatten als Kathode benutzt. Anode und Kathode werden als eigene, in einer Ebene gespannte Rahmen bzw. als Metallplatten hergestellt. Die Rahmen bestehen aus 5 mm dickem Plexiglas mit 150·120 mm äusseren Abmessungen. Auf den Seiten sind die Rahmen etwa 10 µm tief im Abstand von 1 mm geritzt. Diese feinen Rillen dienen der Fixierung der Drähte beim Bespannen der Rahmen. Auf den Seiten der Rahmen ist eine Platine mit Lötunkten für jeden einzelnen Draht befestigt.

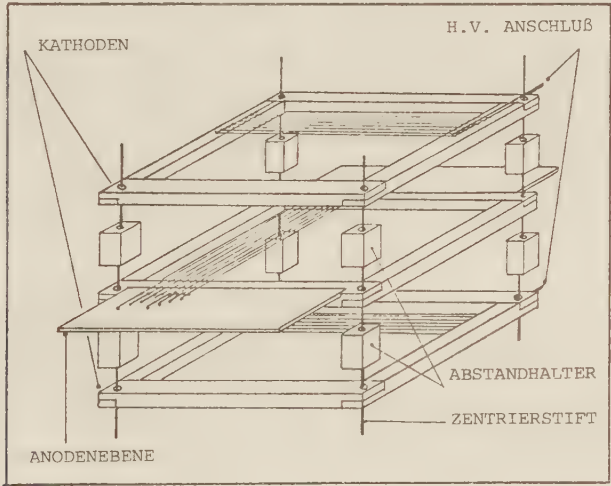


Bild 5.6: Modularer Aufbau der Vieldrahtkammer

Bei diesem Aufbau werden die einzelnen Teile nacheinander auf die vier Zentrierstifte gesteckt. Die Variation des Gap erfolgt durch Auswechseln der Distanzstücke. Drahtradius und Spacing werden durch Einsetzen unterschiedlich bespannter Rahmen verändert.

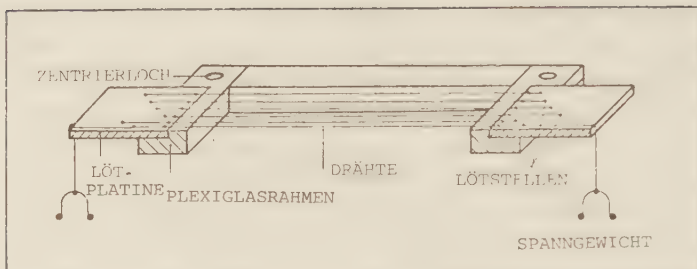


Bild 5.7: Spanngewichte

Um eine gleichmäßige Spannung der Drähte zu erreichen, werden diese mit Spanngewichten über dem Rahmen gelegt und dann auf der Platine mit Loetzinn fixiert. Danach werden sie mit vakuumtauglichem Zweikomponentenkleber festgeklebt. Die Spanngewichte waren je nach Drahtdicke 6 bis 20 g schwer.

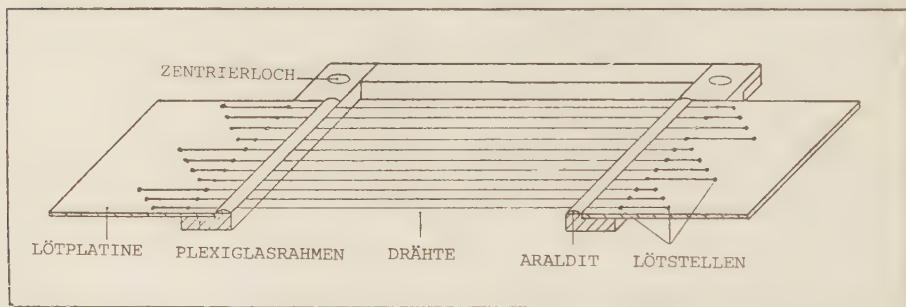


Bild 5.8: Aufbau einer Zähl drahtebene

Überschläge stellen sich besonders an den Rändern der Rahmen ein. Deshalb werden dort die ersten 3 - 5 Drähte nicht an die Spannungsversorgung angeschlossen. So können sie sich durch Kriechströme auf das dort herrschende Potential einstellen.

5.2 Vakuumtechnischer Versuchsaufbau (siehe Bild 5.9)

Da die mikrodosimetrischen Messvolumina durch Gas von niedrigem Druck simuliert werden, ist der ganze Versuch in einem vakuumdichten Rezipienten aufgebaut. Kreutztisch und Kollimator werden über Vakuumdreh- und Schiebedurchführungen bewegt (1).

Als Zählgas wird Methan gewählt. Seine Eigenschaften als Füllgas in Proportionalzählern ist aus einer Reihe von Veröffentlichungen bekannt /BOR-76/, /GLA-74/, /PLA-76/, /RAE-66/, /ROS-41/. Es ist empfindlich gegen Verunreinigungen und wird während des Verstärkungsprozesses gekraecht. Deshalb wird der Zähler als Durchflußzähler aufgebaut und betrieben.

Besonders störend sind Verunreinigungen aus Sauerstoff. Sauerstoff als elektronegatives Gas wirkt in einem Proportionalzähler als Elektronenfänger. Schon Anteile am Zählgas von wenigen Prozent verschlechtern die Verstärkungseigenschaften des Zählgases erheblich.

Die vielen notwendigen Einbauten im Rezipienten aus isolierendem Material wie Plexiglas, Teflon, Delrin und Polystyrol vergrößern durch Ausgasen aus dem Material und durch Abgabe von den Oberflächen die Leckrate.

Deshalb muß der ganze Versuch nach hochvakuumtechnischen Gesichtspunkten aufgebaut werden. Dazu gehört ein Turbomolekularpumpstand mit Drehschieberpumpe als Vorpumpe (7). Durch die hohe Saugleistung im Hochvakuumbereich kann der Vorgang des Ausgasens erheblich verkürzt werden. Das ist auch deshalb wichtig, weil für Veränderungen an der Violdrahtkammer der Rezipient geöffnet werden muß.

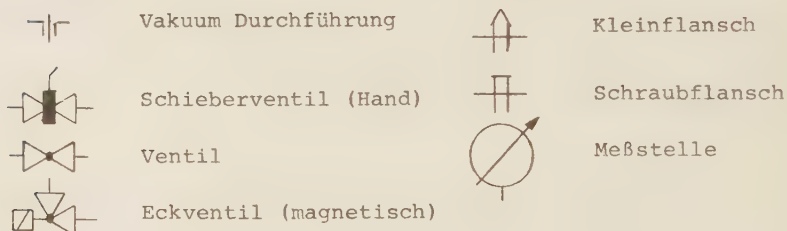
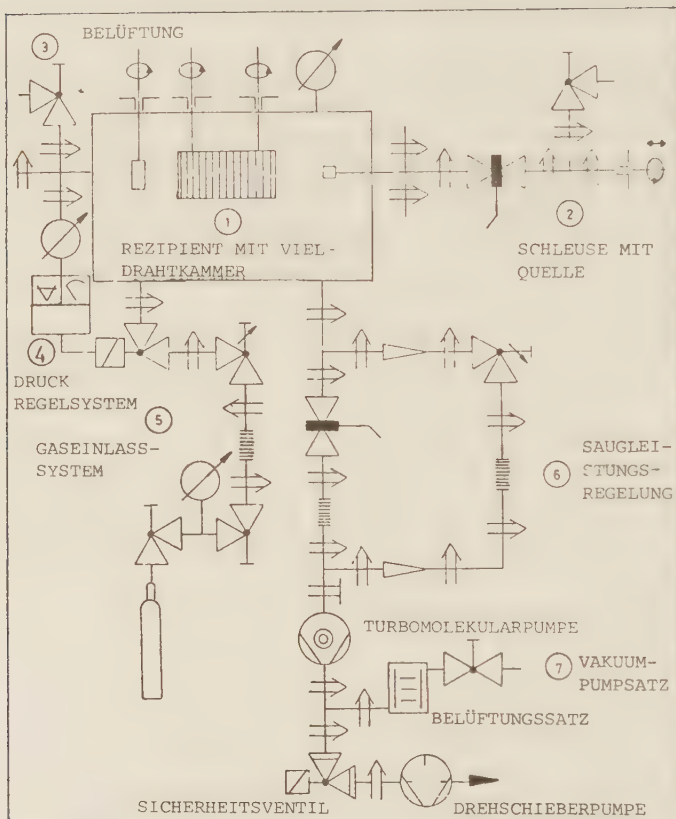


Bild 5.9: Vakuumaufbau, schematisch

Damit der Rezipient möglichst wenig belüftet werden muß, wird die Quelle über eine einfache Schleuse in den Versuch eingeführt (2). Dadurch muß bei Quellen- oder Kollimatorwechsel nur ein kleines Volumen neu evakuiert werden. Die Schleuse besteht aus einem T-Stück der Nennweite 50 mm, das den Kollimator auf einer Schiebedurchführung enthält. Auf der zweiten Seite ist das Belüftungsventil angeflanscht. Zum Rezipienten hin schließt ein Schiebeventil ab.

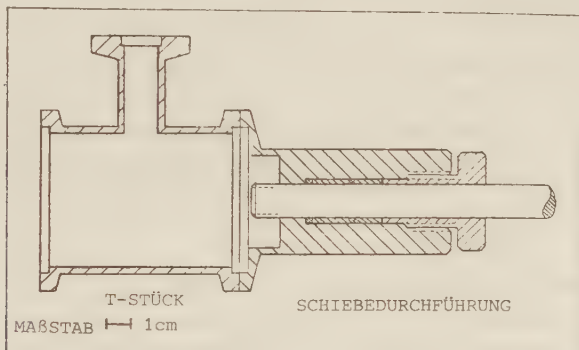


Bild 5.10: Schleuse

Nach einer Auspumpzeit von mindestens 12 Stunden wird im allgemeinen eine Leckrate von kleiner als $0,133 \text{ Pa} \cdot \text{l/sec}$ erreicht. Bei einer Leckrate von $0,027 \text{ Pa} \cdot \text{l/sec}$ und einem Druck kleiner als $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ Pa}$ wird das Schiebeventil zwischen Turbopumpe und dem Rezipienten geschlossen und über eine Umwegleitung mit reduzierter Saugleistung weitergepumpt (6). Gleichzeitig wird das Zählgas in den Rezipienten eingelassen. Das Gas wird über ein Reduzierventil und eine vakuumdichte Federbalgleitung aus einer Gasflasche entnommen. Direkt vor dem Rezipienten ist ein mechanisches Nadelventil als Dosierventil und ein elektromagnetisches Regelventil angebracht (5).

Die Aussagekraft der Versuchsergebnisse hängt wesentlich von der Konstanz der Teilchenzahl im Gasvolumen der Kammer während des Experimentes ab. Bei konstanter Temperatur und konstantem Volumen ist die Teilchenzahl direkt proportional dem

dem Gasdruck. Deshalb wird der Druck über ein kommerzielles Druckregelsystem der Firma BALZERS mit elektrischer Ansteuerung eines magnetisch betätigten Nadelventils konstant gehalten. Als hochpräziser gasartunabhängiger Messwertgeber mit schneller Anzeige wird ein Membranmanometer mit kapazitivem Messwertabgriff benutzt. Die Genauigkeit im Bereich 0,133 bis 2,66 kPa war besser als $1/1000$ (4).

Der Hersteller des Regelgerätes gibt die Zeitkonstante T der Regelstrecke an mit:

	$T = V/S$
mit	$V = \text{Volumen in l}$ ca. 30 Liter
	$S = \text{effektive Sauggeschwindigkeit}$ ca. 3 l/s
ergibt sich	$T = 10 \text{ s}$

Da die Sauggeschwindigkeit klein gehalten wird, um Gas zu sparen, berechnet sich die Zeitkonstante zu ca. 10 Sekunden.

Bei den Versuchen wird hochreines Methan (99,999 %) sowie in einigen Fällen Prüfgas in hochreiner Zusammensetzung (55,0 % Propan, 37,6 % CO₂, 5,6 % N₂) benutzt.

5.3 Elektronischer Versuchsaufbau

Mikrodosimetrische Messungen mit Vieldrahtkammern werden durch zwei Bedingungen erschwert. Zum Einen ist wegen des geringen Gasdruckes meist die Gasverstärkung klein, zum Anderen bedingt das große Gap eine lange Driftzeit der positiven Ionen zur Kathode. Das bedeutet, daß die elektrischen Impulse lange Anstiegszeiten haben. Je nach Druck, Gap und angelegter Spannung betragen diese Zeiten bis zu $100\ \mu\text{s}$. Wegen der kleinen Gasverstärkung werden sehr empfindliche Verstärker mit geringem Eigenrauschen benötigt. Da sich die Kapazität der Vieldrahtkammer mit der Änderung der Parameter ändert, werden ladungsempfindliche Vorverstärker gewählt. Ihr Ausgangssignal ist unabhängig von der Kapazität des Detektors.

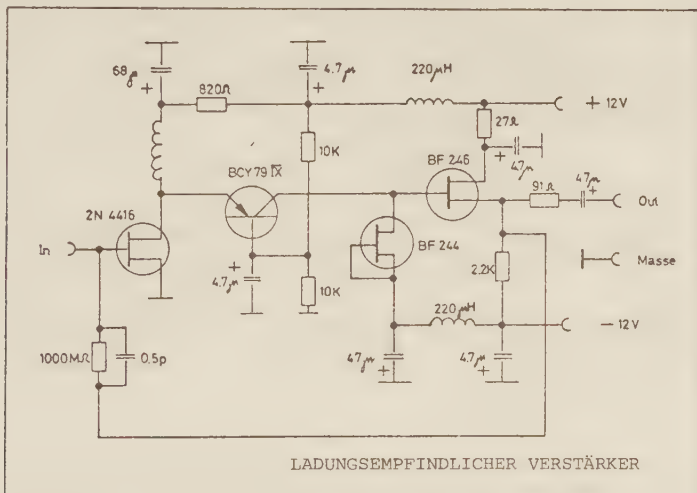


Bild 5.11: Schaltung des ladungsempfindlichen Vorverstärkers

Die Vorverstärker wurden für den Versuch gesondert angefertigt /HAL-73/. Dabei wurden Vorverstärker gebaut, die sich mehr durch geringes Eigenrauschen als durch besonders große Verstärkung auszeichneten. Es wurden ausgesuchte Feldeffekttransistoren und Metallschichtwiderstände für die Eingangsstufe ausgewählt. Aus demselben Grund wurde auf den Einbau einer Di-

ode zum Schutz des Eingangstransistors gegen Überspannung verzichtet.

Die Vorverstärker werden als offene Platine im Vakuum direkt an den Zähldraht angeschlossen. Dadurch wird der Signalweg bis zum Vorverstärker so kurz wie möglich und damit so rauscharm wie möglich gemacht. Ausgangssignal des Vorverstärkers und Versorgungsspannung werden über elektrische Vakuumdurchführungen nach aussen geleitet.

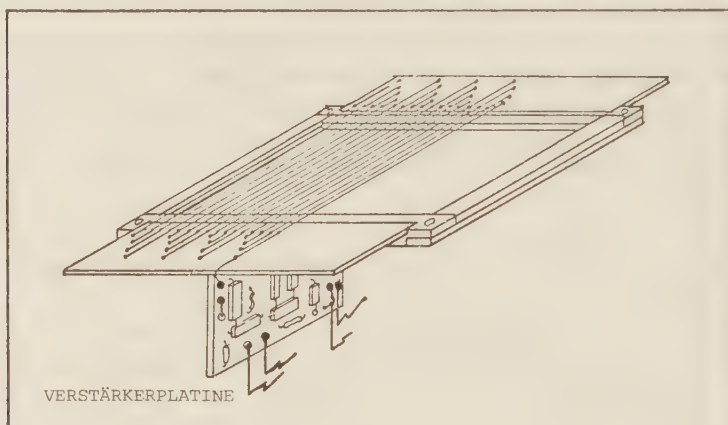


Bild 5.12: Anschluß der Vorverstärker

5.3.1 Abnahme von Spektren an einem einzelnen Draht

Ausserhalb des Rezipienten werden die Signale mit Hauptverstärker und Impulsformer weiter verstärkt und geformt. Die Spektren an einzelnen Drähten werden in Koinzidenz mit dem Halbleiterdetektor gemessen.

5.3.1.1 Beschreibung des Koinzidenzsignalweges (siehe Bild 5.13)

Das Koinzidenzsignal ermöglicht eine "elektronische" Kollimation auf folgende Weise:

Die Eintrittsöffnung am H.L.-Detektor kann durch Blenden geändert werden. Dadurch wird aus dem mechanisch kollimierten Strahl ein weiterer Teil ausgeblendet. Eine typische Blendenöffnung hatte einen Durchmesser von 3 mm.

Diese Anordnung verringerte gleichzeitig die Zählrate am Vielkanalanalysator, nicht aber die Zählrate am Zählendraht der Vieldrahtkammer (siehe Abschnitt 6.8). Da sich die Zählendrahtimpulse durch sehr lange Anstiegszeiten auszeichnen, mußte der Strahl weiterhin durch den mechanischen Kollimator begrenzt werden, um "Pile-up"-Effekte zu verhindern.

Die Blende am H.L.-Detektor kann so eingerichtet werden, daß dort nur die Teilchen ein Signal erzeugen, die das empfindliche Volumen passiert haben, oder (je nach Versuchsbedingungen) nur solche, die in bestimmtem Abstand am empfindlichen Volumen vorbeigeflogen sind.

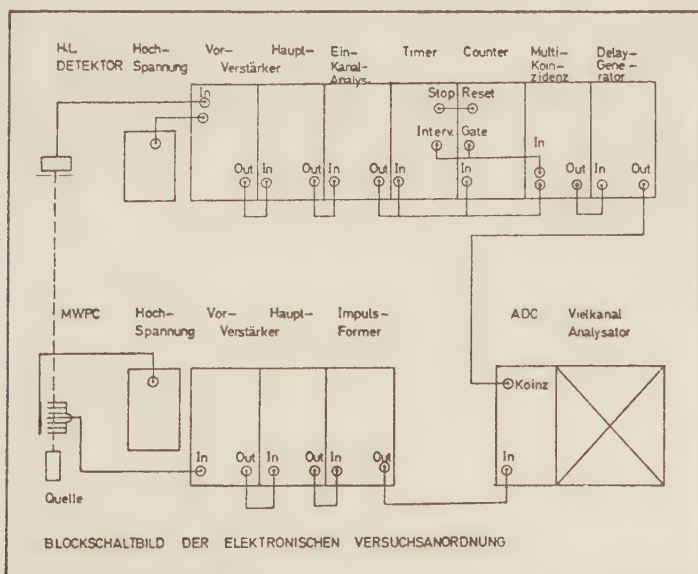


Bild 5.13: Blockdiagramm der elektronischen Versuchsanordnung

Spannungsversorgung, Vorverstärker und Hauptverstärker sind handelsübliche Elektronik in NIM-Norm. Da die Bearbeitungszeit für die Signale der Vieldrahtkammer extrem lang ist ($50\text{ }\mu\text{s}$ und mehr), waren keine besonderen Anforderungen an die Verstärker zu stellen.

Mittels des Einkanalanalysators werden für den jeweiligen Versuch nur Teilchen einer bestimmten Energie und Energieunschärfe zugelassen. Dadurch konnten die einzelnen Linien der benutzten Quellen eindeutig getrennt werden. Die Halbwertsbreite der Am 241 Quelle wurde auf diesem Wege auf 80 keV begrenzt (siehe auch Abschnitt 6.6).

Im Koinzidenzsignalweg dient der Timer/Counter dazu, zusammen mit der Koinzidenzeinheit das Experiment über die Anzahl der Ereignisse zu steuern. Mittels des Gate- und Delay-Generators wird die Koinzidenz optimal eingestellt.

Mit einem Zweistrahloszilloskop können beide Signalwege verfolgt und kontrolliert werden. Eine Oszillographenkamera ermöglicht fotografische Aufnahmen der Signale an verschiedenen Stellen im Versuch. Die Aufnahmen des Signals nach dem Vorverstärker werden zur Bestimmung der Driftzeiten und der Verstärkung benutzt.

Das Zeitdiagramm zeigt die Abstimmung der einzelnen Signale. Wegen der guten Koinzidenzbedingungen kann mit einer sogenannten schlechten Koinzidenz, d.h. mit langer Gate-Zeit gearbeitet werden.

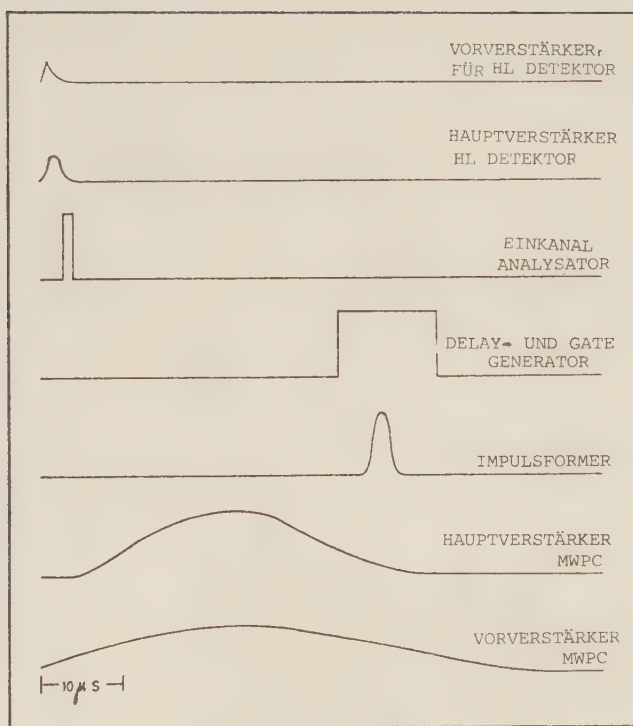


Bild 5.14: Zeitdiagramm der Signalführung

5.3.2 Aufnahme von Spektren an zwei Drähten in Koinzidenz

Zur Verschärfung der Koinzidenzbedingungen wird ein weiterer Draht der Vieldrahtkammer mit in die logische Schaltung einbezogen. Nur wenn an diesem Draht ein Ereignis vorgegebener Größe eingetreten ist, nimmt der Vielkanalanalysator einen Impuls des Zähldrahtes an.

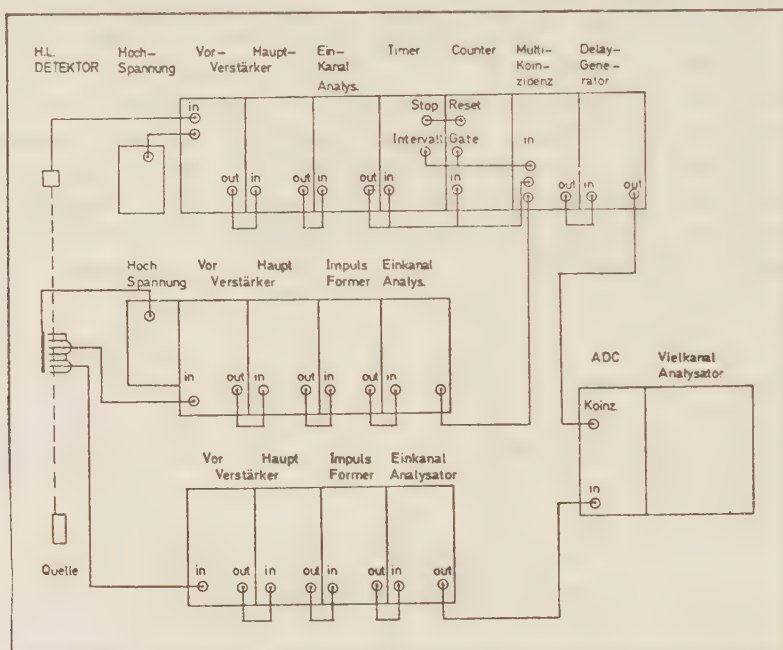


Bild 5.17: Blockdiagramm für die Koinzidenz zwischen einzelnen Drähten

Diese Schaltung brachte keine wesentliche Verbesserung der Spektren. Die Zuordnung von Ereignissen unter vorgegebenen Bedingungen bezüglich der Ereignisgröße wird von dem im folgenden geschilderten rechnergesteuerten Vielkanalanalysator effektiver wahrgenommen.

5.3.3 Schaltung des rechnergesteuerten Vielkanalsystems

Für Versuche mit on-line Auswertung an Beschleunigern und zur Untersuchung korrelierter Energieposition in unterschiedlich ausgedehnten empfindlichen Volumina wurde eine Versuchsanordnung mit Prozessrechnern aufgebaut. Im Rechner ist der Vielkanalanalysator als Software realisiert. Es können bis zu vier empfindliche Volumina gleichzeitig untersucht werden. Dazu wird für jedes Koinzidenzereignis an jedem der vier Drähte die Impulshöhe verstärkt und in einen Analog-zu-Digital-Wandler (ADC) gegeben. Die ADC's sind Camac-Einschübe. Beim Vorliegen der Koinzidenzbedingungen stehen die Impulshöhen digitalisiert als Kanalzahl am Ausgang der ADC's an. Die Zahlen werden vom Rechner eingelesen. Daraus werden im Speicher vier Energiedepositionsspektren aufgebaut. Die Erstellung von mehrdimensionalen Spektren geschieht off-line. Dazu werden beim Vorliegen der Koinzidenzbedingungen die vier Impulshöhen in

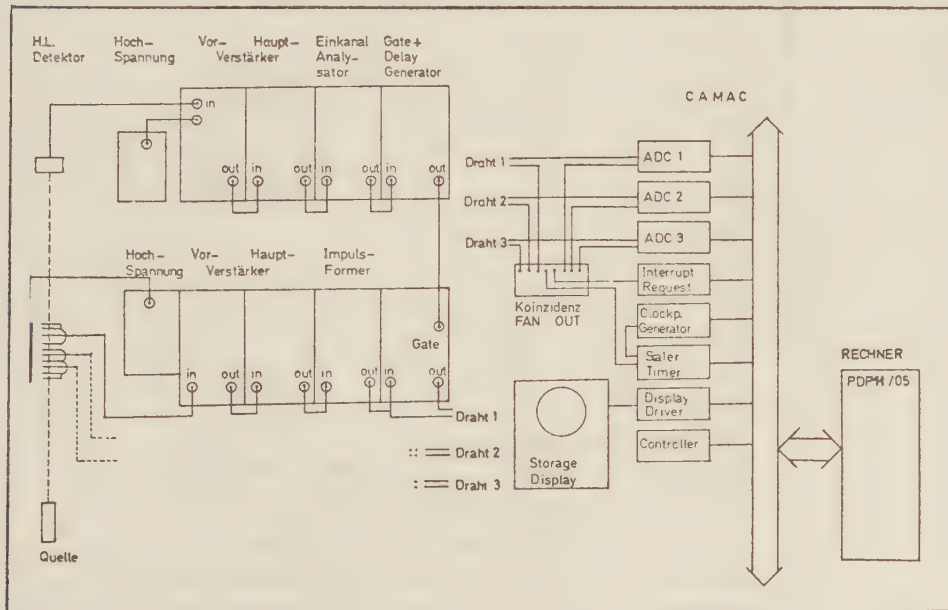


Bild 5.18: Blockdiagramm des CAMAC-Vielkanalanalysators

Form der zugehörigen Kanalzahlen als Viertupel sofort auf Magnetband geschrieben. Durch Rechenprogramme können daraus zwei-, drei- oder vierdimensionale Spektren erzeugt werden.

Aus Kostengründen, und um den Versuch durchschaubar zu halten, ist auch hier die Elektronik weitgehend in konventioneller NIM-Norm Einschubtechnik gestaltet. Ein Unterschied zum konventionellen Versuch ist dadurch bedingt, daß man den Rechner nicht mit der Verarbeitung von Impulsen von $20\text{ }\mu\text{s}$ und mehr Länge belasten kann. Deshalb wird mit dem Signal des Koinzidenzdetektors ein langes Gate erzeugt, das dazu dient, eine Koinzidenzstufe aktiv zu halten. Der eigentliche Koinzidenzimpuls wird dann durch das Signal selbst getriggert.

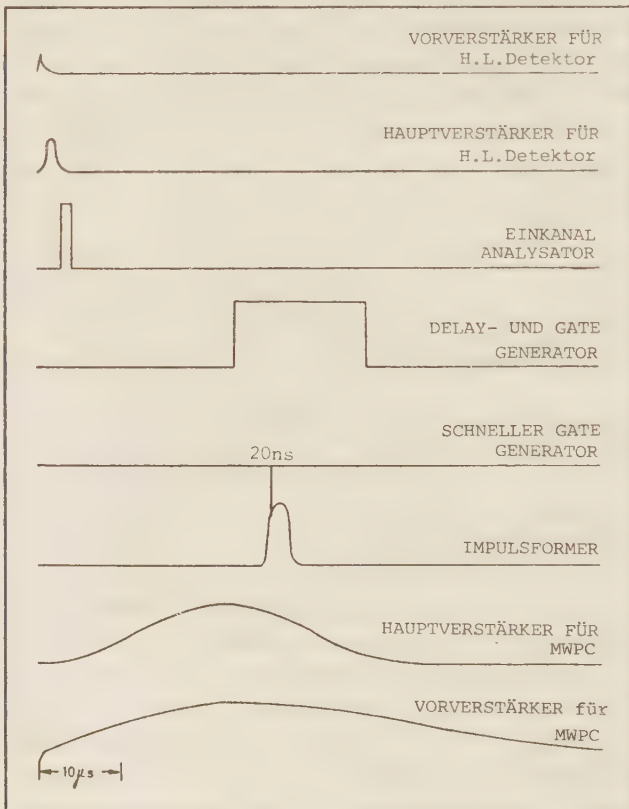


Bild 5.19: Zeitdiagramm des CAMAC-Vielkanalanalysators

6. TESTMESSUNGEN

6.1 Signalform in der Vieldrahtkammer

Aus dem besonderen Verlauf der Feldstärke in der Vieldrahtkammer mit einem großen Driftraum und einem Verstärkungsraum resultiert auch die besondere Form des zeitlichen Verlaufs des Signals. Nach /RAE-60/ haben wir einmal die schnelle Bewegung der Elektronenlawine auf den Zählrohr hin. Das führt zu einem negativen Strom $J_-(t)$ mit exponentiellem Anstieg. Es ist (siehe Bild 6.1):

$$J_-(t) = \frac{n \cdot e}{T_-} \cdot \exp(\alpha \cdot u_- \cdot t) \quad \text{für } 0 \leq t \leq T_-$$

und: $J_-(t) = 0 \quad \text{für } t > T_-$

mit e = Elementarladung

n = Anzahl der primär erregten Elektronen

u_- = Geschwindigkeit der Elektronen

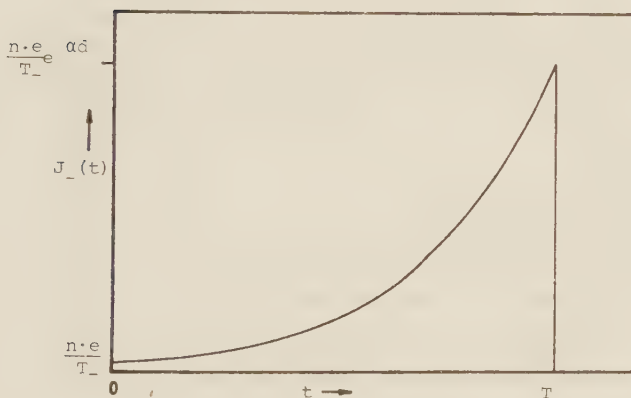


Bild 6.1: Negativer Strom in einer Lawine

Der maximale Elektronenstrom ergibt sich daraus zu:

$$J_{-\max} = \frac{n \cdot e}{T_-} \cdot \exp(\alpha \cdot d) \quad \text{mit } d = u_- \cdot T_-$$

= Elektronenlaufstrecke

Man erkennt, daß die Mehrzahl der Elektronen nahe am Zähl-
draht erzeugt werden.

Gleichzeitig mit den Elektronen entstehen bei der Bil-
dung der Lawine positive Ionen, die zur Kathode wandern. Wegen
der großen Ausdehnung des Driftraumes fließt in der Kammer län-
gere Zeit ein konstanter Strom von positiven Ionen.

Es gilt:

$$J_+(t) = \frac{n \cdot e}{T_+} \cdot (\exp(\alpha \cdot u \cdot t) - \exp(\alpha \cdot u^* \cdot t)) \quad \text{für } 0 \leq t \leq T_-$$

und

$$J_+(t) = \frac{n \cdot e}{T_+} (\exp(\alpha \cdot d) - \exp(\alpha \cdot u^* \cdot t))$$

für $T_- \leq t \leq T_- + T_+$

$$\text{mit } \frac{1}{u^*} = \frac{1}{u_+} + \frac{1}{u_-}$$

u_+ = Ionengeschwindigkeit

u_- = Elektronengeschwindigkeit

Bild 6.2 zeigt den qualitativen Verlauf des Ionenstroms.

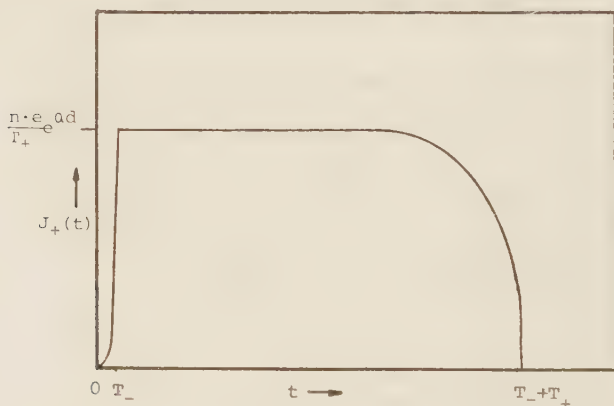


Bild 6.2: Strom der positiven Ionen in einer Lawine

Die maximale Stromstärke ergibt sich zu

$$J_{+\max} = \frac{n \cdot e}{T_+} \cdot \exp(\alpha \cdot d)$$

Mit der ladungsempfindlichen Verstärkungsschaltung wird dieser
Strom integriert.

Der Verlauf der Spannung an der Eingangsstufe des Verstärkers setzt sich zusammen aus der Elektronenkomponente:

$$U_{-}(t) = \frac{1}{\alpha \cdot d} \cdot \frac{1}{C} \cdot n \cdot e \cdot ([\exp(\alpha \cdot u_{-} \cdot t)] - 1)$$

und der Ionenkomponente:

$$U_{+}(t) = \frac{1}{C} \cdot \frac{n \cdot e}{T_{+}} \cdot t \cdot \exp(\alpha \cdot d)$$

Bild 6.3 zeigt die typische Signalform:

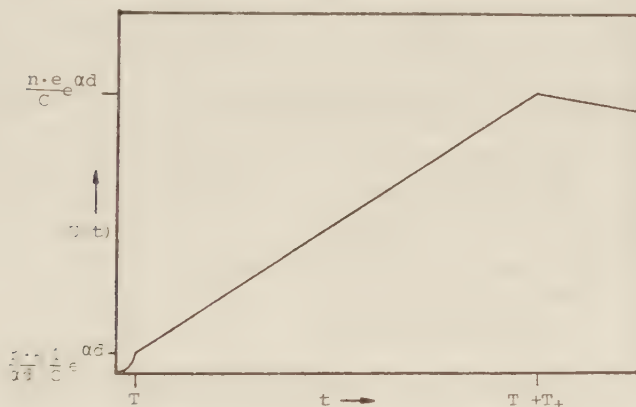


Bild 6.3: Spannungsverlauf an der Eingangsstufe des ladungs-empfindlichen Vorverstärkers

Man erkennt den linearen Anstieg der Spannung mit der Zeit. Wegen des homogenen Feldes im Driftraum der Vieldrahtkammer driftet die Ionenwolke mit konstanter Geschwindigkeit zur Kathode.

Für $t = T_{-} + T_{+}$ erreicht die Spannung ihr Maximum mit

$$U(T_{+}) = \frac{n \cdot e}{C} \cdot \exp(\alpha \cdot d)$$

dabei sind T_{-} und $\exp(\alpha \cdot u_{+} \cdot t)$ vernachlässigt wegen

$$T_{-} \ll T_{+}$$

$$u_{+} \ll u_{-}$$

Die Höhe der Spannung hängt nur von der Größe der Kapazität C ab.

6.2 Kapazität verschiedener Vieldrahtkammern

Gegenüber anderen energieproportionalen Strahlungsmeßgeräten haben Proportionalzähler die Eigenschaft, Nachweisgerät und Verstärker in sich zu vereinen. Die erreichbare Signalarhöhe als Spannungshub am Ausgang hängt bei einer integrierenden (ladungsempfindlichen) Schaltung von der Kapazität der Anordnung und der durch die Gasverstärkung erzeugten Anzahl der Ladungsträger ab. Die erreichbare Endspannung pro primäres Elektron ist:

$$U_E = \frac{1}{C_M} \cdot e \cdot \exp(\alpha d),$$

wenn man annimmt, daß α unabhängig vom Ort in der Kammer ist. Dabei ist

U_E = Endspannung in V

C_M = Kapazität in Farad

e = Elementarladung in Coulomb

α = Townsendkoeffizient

und d = Verstärkungsabstand.

Bei geeigneter Schaltung und genügend hoher Gasverstärkung können Proportionalzähler ohne Vorverstärker benutzt werden. Ob dies auch für eine Vieldrahtkammer zutrifft, hängt neben der erreichbaren Gasverstärkung besonders von der Eigenkapazität der Anordnung ab.

Bei gefluteten Rezipienten, in Luft bei Atmosphärendruck, wurden für verschiedene Gaps folgende Kapazitäten gemessen:

Gap	Kapazität
5 mm	40 pF = 4×10^{-11} F
10 mm	29 pF = $2,9 \times 10^{-11}$ F
15 mm	24 pF = $2,4 \times 10^{-11}$ F
20 mm	20 pF = 2×10^{-11} F.

Da die Dielektrizitätskonstante für Luft sich nur wenig von der für Vakuum unterscheidet (0,5 %), gelten diese Werte im Rahmen der Genauigkeit auch für Versuchsbedingungen in Methan.

Mit den gemessenen Werten errechnet sich die maximale Signalthöhe pro Elektron am Ausgang der Kammer zu

$$\begin{aligned} U &= \frac{1}{C} \cdot e \\ &= \frac{1}{4 \cdot 10^{-11}} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ V} \\ &= 4 \cdot 10^{-9} \text{ V} . \end{aligned}$$

Um ein Signal von 4 mV am Ausgang der Vieldrahtkammer zu erhalten, sind demnach 10^6 Elektronen erforderlich. Der Energieverlust in den kleinen Volumina des Versuchs entspricht etwa 10 bis 100 primären Elektronen. Damit ist für ein direkt auswertbares Signal eine Gasverstärkung von $M = 10^4$ notwendig. Diese Verstärkung ist in den meisten Fällen bei mikrodosimetrischen Messungen mit der Vieldrahtkammer nicht zu erreichen. Die Benutzung eines Vorverstärkers ist daher notwendig.

6.3 Messung der Signalform

Für die Beurteilung der Signalform werden die Impulse nach dem Vorverstärker auf einen empfindlichen Oszillographen gegeben und das Bild mit einer Oszillographenkamera fotografiert.

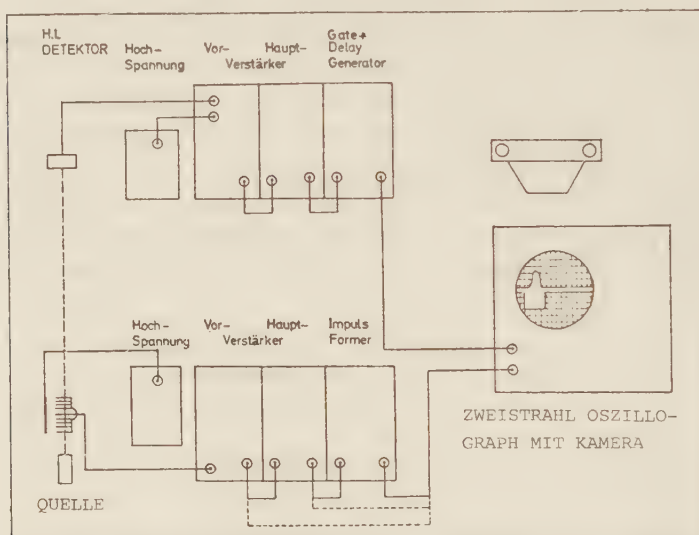


Bild 6.4: Blockdiagramm für die Untersuchung der Signalform

Zum Triggern des Oszillographen wird das Signal des Halbleiter-Detektors benutzt. Die Kamera wird von Hand oder durch das gleiche Triggersignal ausgelöst. Die Länge der Anstiegszeit des Signals am ladungsempfindlichen Verstärker wird durch die Driftzeit T_d der positiven Ionen bestimmt.

Das Bild 6.5 zeigt die Unterschiede in der Signalform aufgrund der verschiedenen Driftgeschwindigkeit von positiven Ionen in Gasen. Es handelt sich um Methan und ein Prüfgas mit gewebeäquivalenter Zusammensetzung (55,0 % Propan, 39,6 % CO₂ und 5,4 % N₂).

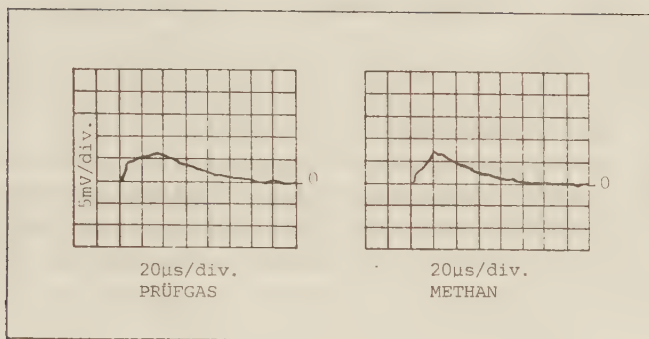


Bild 6.5: Signalform in Prüfgas und Methan

Die Parameter der beiden Aufnahmen waren:

Spacing:	8 mm
Gap:	15 mm symmetrisch
Drahtradius:	10 μm
Druck:	532 Pa
Spannung:	700 Volt
Feldstärke im Driftraum:	$2,9 \cdot 10^4 \text{ V/m.}$

Die Impulshöhe ist in beiden Fällen etwa gleich. Das bedeutet, daß beide Gase gleiche Gasverstärkungseigenschaften haben. Dagegen sind die Anstiegszeiten unterschiedlich. Sie betragen für Prüfgas ca. 35 ms und für Methan ca. 18 ms. Nach RAETHER und RICE-EVANS /RAE-66/, /RIC-74/ ist die Driftgeschwindigkeit V_{ion} für positive Methanionen in Methan:

$$V_{\text{ion}} \approx 1 \cdot 10^5 \text{ cm/s.}$$

Bei 1,5 cm Driftstrecke ergibt sich eine Driftzeit von ca. 15 μs . Im Rahmen der Messgenauigkeit stimmen die gemessenen Werte mit den theoretischen überein. Für das Prüfgas liegen keine Vergleichswerte vor. Aus diesem Grund und wegen der Unbestimmbarkeit des Verstärkungsverhaltens und des Energieverlustes von Ionen in Gasgemischen wurde das "gewebeäquivalente" Prüfgas nur für Testmessungen benutzt.

6.4 Messung der Driftgeschwindigkeit von positiven Methan- ionen in Methan

Besonders wichtig für die Messungen mit der Vieldrahtkammer ist die Änderung der Anstiegszeit des Signals mit dem Druck und der angelegten Spannung. Die Anstiegszeit bestimmt die Länge der Zeit, die für die Bearbeitung eines einzelnen Impulses notwendig ist und damit die maximale Zählrate. Fallen zwei Ereignisse in die Bearbeitungszeit, so führt das zu "Pile-up"-Ereignissen und damit zur Verzerrung der Meßergebnisse. Einige Ergebnisse sind hier beispielhaft aufgeführt.

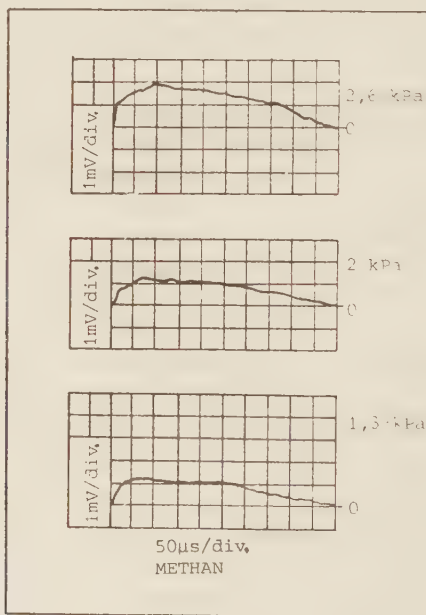


Bild 6.6: Änderung der Anstiegszeiten in Methan mit dem
Druck Parameter wie in Bild 6.5
Spannung 1000 V

Ergebnisse:

Druck	Impulshöhe	Anstiegszeit	E/P
2,67 kPa	1,8 mV	100 μ s	0,16 V/Pa·cm
2 kPa	1,3 mV	75 μ s	0,21 V/Pa·cm
1,33 kPa	1,2 mV	50 μ s	0,32 V/Pa·cm

Man erkennt, daß die Anstiegszeit mit steigendem Druck steigt. Die Driftgeschwindigkeit sinkt mit sinkenden E/P Werten. Dagegen wird bei sonst gleichen Parametern mit wachsender Spannung die Anstiegszeit kleiner.

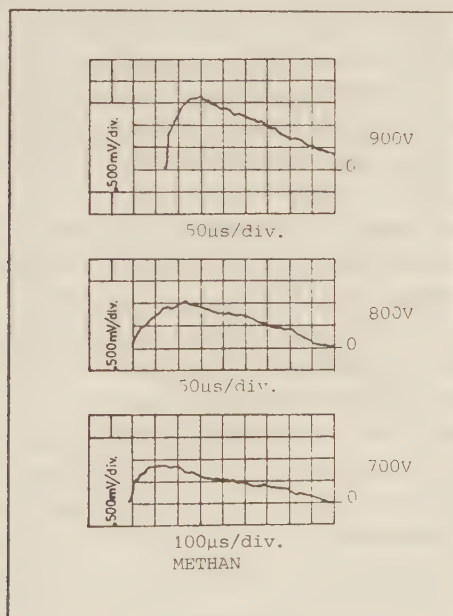


Bild 6.7: Änderung der Signalform in Methan mit der angelegten Spannung
Parameter wie in Bild 6.5
Druck 1.33 kPa

Ergebnisse:

Spannung	Impulshöhe	Anstiegszeit
900 Volt	1,5 mV	49 μ s
800 Volt	1,2 mV	90 μ s
700 Volt	0,8 mV	100 μ s

Mit steigender Spannung steigt die Impulshöhe und die Anstiegszeit geht zurück. Die Änderung der Anstiegszeit ist jedoch nicht proportional zur angelegten Spannung und damit zur Feldstärke im Driftraum. Das liegt daran, daß in der Violdrahtkammer nicht nur ein homogenes elektrisches Feld vorliegt, sondern sich der Raum mit stark ansteigendem elektrischen Feld bis weit in das Gap hinein erstrecken kann. In Abhängigkeit vom Spacing und vom Gap läßt sich die Anstiegszeit daher nicht aus der Mobilität bei konstanter Feldstärke ableiten, wie sie für den Driftraum gilt.

Wegen der geringen Gasverstärkung in der Violdrahtkammer müssen Verstärker und pulsformende Netzwerke benutzt werden, mit denen die Signalhöhe voll ausgenutzt wird. Das bedeutet, daß die langen Anstiegszeiten die Impulsbearbeitungszeiten bestimmen. Einige Parametersätze an der Violdrahtkammer führen zu sehr langen Anstiegszeiten von 100 μ s und mehr. Das hat sehr lange Impulsbearbeitungszeiten zur Folge. Insbesondere erweist es sich als zu schwierig, elektronisch stabile Verstärker mit so großen Shaping-times herzustellen. Für mikrodosimetrische Messungen werden daher solche Anordnungen der Violdrahtkammer benutzt, die Shaping-times von maximal 24 μ s benötigen.

6.5 Test auf Existenz einer verstärkungsfreien Driftstrecke

Wesentlich für die Benutzung einer Vieldrahtkammer für die Mikrodosimetrie, wie in Kapitel 2 geschildert, ist, daß die Gasverstärkung tatsächlich nur in der Nähe des Drahtes im Verstärkungsraum stattfindet. Im übrigen Teil des Gap darf nur eine verstärkungsfreie Drift der Ladungsträger zu den Kathoden erfolgen.

Zur Berechnung der unterschiedlichen Feldstärkeverteilungen für verschiedene Parametersätze wurden Vieldrahtkammern mit solchen Parametern zum Bau ausgewählt, die das erwünschte Verhalten erwarten ließen. Um die Ausdehnung des Verstärkungsraumes zu testen, wurde ein kollimierter Strahl von α -Teilchen aus einer Am 241-Quelle in Abstandsschritten von jeweils 1 mm - 2 mm durch das Gap geschossen. Für jeden Schritt wurde ein Energiedepositionsspektrum im Vielkanalanalysator aufgenommen. Mit einem Rechner wurden die Spektren ausgewertet. Wenn sich der Schwerpunkt des Spektrums mit sinkendem Abstand vom Zähl-draht zu niedrigen Kanalzahlen verschob, lag der Fall einer zusätzlichen Verstärkung im Gap vor. In diesem Fall wurde der Versuch wiederholt. Wenn sich trotzdem eine Verstärkung zeigte, wurde die Vieldrahtkammer aus dem Versuch genommen. Bild 6.8 zeigt einen Fall einer deutlichen Verschiebung, die sich auch beim Betrachten der Spektren erkennen läßt.

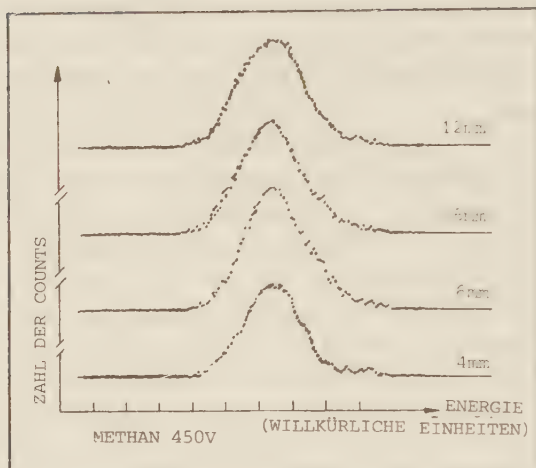


Bild 6.8: Bei verschiedenen Abständen von der Kathode in Methan aufgenommene Spektren

Druck 400 Pa
Gap 15 mm symmetrisch
Spacing 10 mm
Drahtradius 0,075 mm
Zahlen in mm = Abstand von der Kathode.

Die Meßergebnisse zeigten, daß sich Vieldrahtkammern für Drücke zwischen 133 Pa und 6,65 kPa mit Spannungen zwischen 900 V und 425 V für mikrodosimetrische Messungen benutzen lassen. Die Gap-Weite lag zwischen 15 mm und 20 mm, das Spacing zwischen 10 mm und 5 mm. Für die Zähldrähte wurde vergoldeter Wolframdraht von 20 μm bis 100 μm Dicke verwandt.

6.6 Bestimmung des Energieverlustes und des Bremsvermögens der α -Teilchen in Methan

6.6.1 Versuchsaufbau

Da die vorhandenen Tabellenwerte /NAS-66/, /NOR-70/ über den Energieverlust von α -Teilchen in Methan zum Teil erheblich voneinander abweichen, wurde der Energieverlust direkt gemessen. Die Messungen wurden mit der gleichen Versuchsanordnung durchgeführt, wie sie für die Vieldrahtkammerversuche benutzt wurde (siehe Bild 6.9). Der Koinzidenzdetektor wurde durch einen hochauflösenden Silizium-Sperrschicht-Detektor ersetzt. Das Auflösungsvermögen war besser als 25 keV.

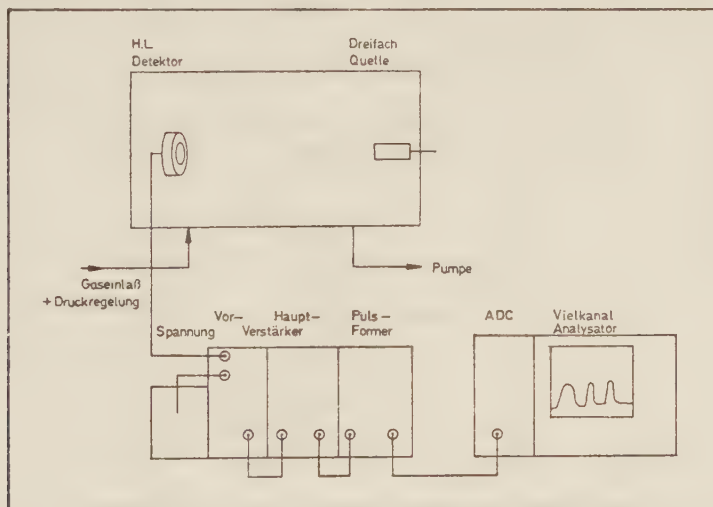


Bild 6.9: Versuchsschema zur Messung des Energieverlustes in Methan

Als α -Quellen standen die Isotope Po212, Bi212 und Am241 zur Verfügung. In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Daten aufgeführt /See-68/:

	Halbwerts- zeit	Zerfall	Energie
Bi212	60,5 min	66,3 % β^- 33,7 % α	2,2 MeV 6,054 MeV
Po212	$3 \cdot 10^{-7}$ s	α	8,776 MeV
Am241	433 a	α	5,49 MeV

Die Isotope Bi212 und Po212 wurden als Tochterelemente Pb212 aus einer "Th228-Kuh" entnommen. Bild 6.10 zeigt das Zerfallschema. Wegen der kurzen Halbwertszeit von Pb212 (10,5 h) konnten sie als offene Quellen benutzt werden. Dadurch lagen die Energien mit der natürlichen Linienbreite vor. Das bedeutet, daß die Halbwertsbreite des Spektrums nur durch das Auflösungsvermögen des Detektors (< 25 keV) bestimmt wurde.

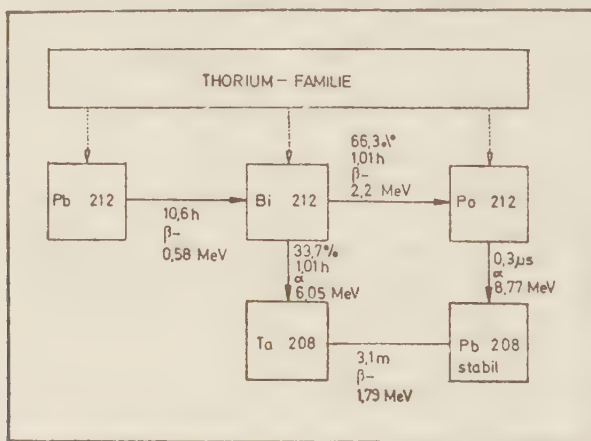


Bild 6.10: Zerfallschema für die benutzten Isotope Po212 und Bi212

Wie man sieht, sind die α -Zerfälle von 3 β -Zerfällen mit folgenden Energien begleitet:

Energie der Elektronen	Bremsvermögen in Silizium	in [eV/ μgcm^{-2}] Methan
0,58 MeV (Pb212)	1,59	2,38
2.2 MeV (Bi212)	1,53	2,27
1,79 MeV (Ta208)	1,51	2,24

Für alle drei Energien ist das Bremsvermögen der Elektronen in Silizium so gering /NAS-66/, daß die im Detektor erzeugten Signale zu klein sind, um die Messungen an den α -Teilchen zu stören.

Das Am241 lag als umschlossene Quelle in einer Kunststoffmatrix vor. Durch den Energieverlust und die Streuung des Energieverlustes (Stragglings) im Kunststoff waren sowohl die mittlere Energie als auch die Halbwertszeit der Quelle unbekannt. Sie wurden in einem Meßgang bei evakuiertem Rezipienten mitbestimmt. Bild 6.11 zeigt das zugehörige Zerfallschema nach /SEE-68/.

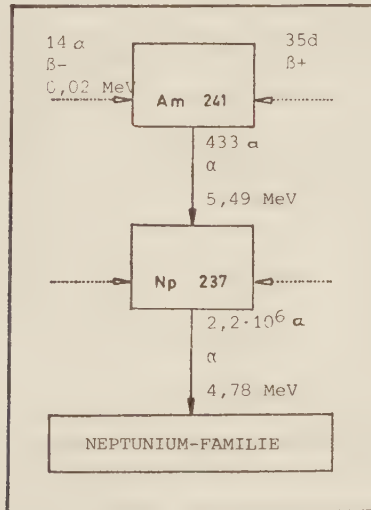


Bild 6.11: Zerfallschema für das Isotop Am241

Zur Energieverlustordnung wurde eine "Dreifachquelle" aus allen drei Isotopen (Po212, Bi212 und Am241) gleichzeitig auf den Kollimator montiert und in den Rezipienten eingeführt.

Nachdem der Rezipient auf weniger als 10^{-2} Pa evakuiert war, wurde das gemeinsame Spektrum der drei Quellen mit dem Halbleiterdetektor in einem Gang aufgenommen. Anschließend wurde der Druck mit Methan in Schritten von 133 Pa zwischen 133 Pa und 2.66 kPa erhöht. Bei jedem Schritt wurde das Spektrum aufgenommen. Zwischen zwei Druckschritten wurde erneut auf 0,05 Pa evakuiert und zur Kontrolle das Ausgangsspektrum gemessen. Damit ist gleichzeitig mit der Energieeichung eine Kontrolle der Stabilität der Elektronik gegen Driften gegeben. Da die beiden Linien 8.776 MeV von Po212 und 6,053 MeV von Bi212 unabgeschwächt vorliegen, ergibt die Differenz der Energien (2,723 MeV), geteilt durch die Differenz der Kanalzahlen, die Energieeichung der Spektren in MeV/Kanal.

Ergebnis der Energiemessung:

Energie der Am241-Quelle: 4.025 MeV

Halbwertsbreite der Am241-Quelle: 0,592 MeV

Man erkennt, daß die Kunststoffmatrix der Am241-Quelle einen hohen Energieverlust (ca. 1,5 MeV) hervorruft und für eine sehr große Verbreiterung der "Linie" verantwortlich ist. Wegen der großen Breite des Energiespektrums der Am241- α -Teilchen wurde bei den Versuchen mit der Violdrahtkammer die Breite mittels eines Einkanalanalysators stets auf ± 45 keV um das Maximum begrenzt.

6.6.2 Bestimmung des Bremsvermögens dE/dx

Das Bremsvermögen wird durch Messung des Energieverlustes bei unterschiedlichen Schichtdicken (Massenbelegung längs des Weges der ionisierenden Teilchen in $\mu\text{g cm}^{-2}$) bestimmt. Die Massenbelegung wird durch schrittweise Änderung des Druckes variiert. Der Abstand zwischen Quelle und Detektor beträgt 252 mm. Aus der Dichte von $6,568 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^3$ Methan bei 97,76 kPa und 22 °C berechnet sich bei 133 Pa eine Massenbelegung von

$$22,5 \mu\text{g/cm}^2$$

$$\text{bzw. } 1,69 \cdot 10^{-7} \text{ g/cm}^2 \cdot \text{Pa}$$

als druckspezifische Massenbelegung. Nach Korrektur auf Versuchstemperatur ergaben sich Schichtdicken zwischen $22,5 \mu\text{gcm}^{-2}$ und $337,5 \mu\text{gcm}^{-2}$.

Diese Schichten sind klein gegen die Änderung des Bremsvermögens dE/dx mit der Dicke. Man kann daher von konstantem Bremsvermögen für die α -Teilchen ausgehen. Tabelle 6.1 zeigt die Meßergebnisse zur Bestimmung des Bremsvermögens in Methan. Die gemessenen Werte liegen niedriger als die aus der neuesten Tabelle ermittelten /NOR-70/, jedoch sind sie im Rahmen der Genauigkeit gleich denen, die mit einem Rechenprogramm berechnet wurden. Dem Programm liegt die Formulierung des Stragglings des Energieverlustes von geladenen Teilchen nach Vavilov /LAN-44/, /VAV-57/ unter Berücksichtigung von Korrekturen bei kleinen Energieverlusten zugrunde (siehe Tabelle 6.2).

Druck [kPa]	Energieverlust [keV]			Bremsvermögen [keV/ $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$]		
	Po	Bi	Am	Po	Bi	Am
0,40	50,4	63,0	63,0	0,74	0,93	0,93
0,53	63,0	88,2	113,4	0,71	0,98	1,26
0,66	88,2	100,8	126	0,78	0,898	1,12
0,8	100,7	126,0	178	0,745	0,933	1,32
0,93	113	151	178	0,716	0,96	1,316
1,06	126	175,7	251	0,693	0,978	1,396
1,2	150	200	300	0,743	0,967	1,484
1,33	175,5	212,7	312	0,778	0,948	1,38
1,46	187,6	237,6	350	0,756	0,960	1,413
1,59	212,7	262,5	350	0,787	0,964	1,298
1,73	237,5	287	412,9	0,811	0,982	1,404
1,86	250	312,7	475	0,793	0,987	1,51
1,99	262,7	337,7	487	0,778	1,0	1,44
2,66	337,5	432,5	612	0,75	0,961	1,36
Mittel:	-	-	-	0,756 + 0,034	0,961 + 0,028	1,362 + 0,10

Tabelle 6.1: Bestimmung des Bremsvermögens in Methan für α -Teilchen der Energien 8,776 MeV (Po), 6.053 MeV (Bi) und 4,05 MeV (Am)

Energie der α -Teilchen [MeV]	Bremsvermögen gemessen: keV/ μgcm^{-2}	Bremsvermögen Tabellenwert keV/ μgcm^{-2}	Bremsvermögen berechnet: keV/ μgcm^{-2}
8,77	0,75 $\pm$ 0,034	0,82	0,771
6,05	0,961 $\pm$ 0,028	1,17	0,961
4,05	1,36 $\pm$ 0,10	1,55	1,29

Tabelle 6.2: Vergleich der Meßergebnisse für das Bremsvermögen mit berechneten Werten /NOR-70/

Da die gemessenen Werte in einem Zuge mit der Energieeichung aus den α -Linien gewonnen wurden, wurden sie auch weiter im Verlauf der Versuche zu Grunde gelegt. Der gesamte Energieverlust der durchfliegenden Alpha-Teilchen ist auf der Strecke zwischen Quelle und empfindlichem Volumen in jedem Fall kleiner als 310 keV. Über diesen Bereich kann mit konstantem Bremsvermögen gerechnet werden.

6.7 Verstärkung der Vorverstärker

Die Verstärkung der Vorverstärker wurde nach dem Schema in Bild 6.12 bestimmt.

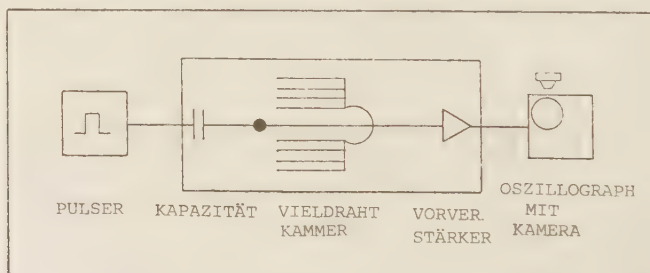


Bild 6.12: Bestimmung der Empfindlichkeit der Vorverstärker

Der Ausgang des Pulsgebers wird auf $1 \mu\text{s}$ Pulsweite und 10 mV Impulshöhe eingestellt. Dieser Impuls wird dann über eine Kapazität bekannter Größe C auf den am Vorverstärker angeschlossenen Zähl draht gegeben. Die am Eingang des Vorverstärkers erscheinende Ladung ist:

$$\text{Ladung } Q = \text{Spannung } U / \text{Kapazität } C.$$

Aus der Spannung am Ausgang des Vorverstärkers ergibt sich dessen Empfindlichkeit, in $\text{mV pro } 10^6 \text{ Elektronen}$.

Ein typischer Wert war:

$$C = 10^{-9} \text{ F}$$

$$U = 10^2 \text{ V}$$

$$Q = 10^{-11} \text{ Coulomb}$$

Ausgangssignal: $2,6 \text{ Volt}$.

Daraus folgt eine Empfindlichkeit des Vorverstärkers von $41,6 \text{ mV pro } 10^6 \text{ Elektronen bzw.}$

$$4,16 \cdot 10^{-8} \text{ V pro Elektron.}$$

6.8 Einfluß der Koinzidenzschaltung

Durch die Schaltung in Koinzidenz des Zähl drahtimpulses mit dem Signal des Halbleiterzählers wurde die Zahl der mitgemessenen Rauschimpulse drastisch reduziert (Bild 6.13).

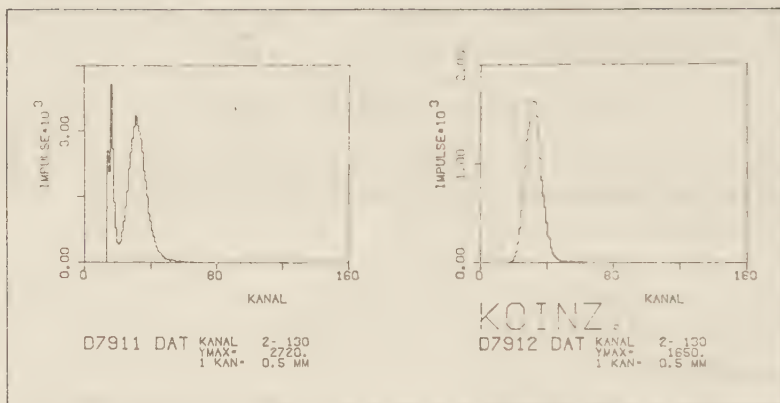


Bild 6.13: Auswirkung der Koinzidenzschaltung auf die Form der Spektren bei konstanter Sammelzeit
Druck 1,33 kPa
Spektrum 1 in Koinzidenz
Spektrum 2 ohne Koinzidenz

Da durch eine Blende vor dem Koinzidenzdetektor (siehe Abschnitt 5.3.1) eine weitere Kollimation des Teilchenstrahls erreicht wird, ist auch die Zahl der insgesamt gezählten Ereignisse mit Koinzidenzschaltung geringer als ohne diese Schaltung. Die zusätzlichen Impulse stammen zum großen Teil von Ionisationsereignissen außerhalb des Meßvolumens. Durch die dort erzeugten Elektronen werden geringere Energien im Meßvolumen deponiert. Deshalb ist die mittlere deponierte Energie des in Koinzidenz aufgenommenen Spektrums höher.

6.9 Einfluß von Temperaturänderungen auf die Messungen

Bei der gewählten Art, die durchstrahlte Schichtdicke durch konstanten Druck zu simulieren, ändert sich die Teilchenzahl mit der Temperatur. Der Einfluß der Temperatur läßt sich wie folgt beurteilen:

Während des Versuchs betrug die Temperatur $22\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 2\text{K}$. Bei konstantem Druck und Volumen läßt sich der Einfluß der Temperatur nach der Gleichung für ideale Gase abschätzen.

$$n = \frac{PV}{R \cdot T}$$

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{P_1 V_1}{R T_1} \cdot \frac{R T_2}{P_1 V_1}$$

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{T_1}{T_2} = 1,014$$

n = Teilchenzahl

P = Druck

V = Volumen

R = Gaskonstante

T_1 = 293 K

T_2 = 297 K

T = Temperatur in K.

Der Fehler ist darum kleiner als 1,4 %.

6.10 Modifikation an der Vieldrahtkammer für die nanodosimetrischen Messungen

Um den Verstärkungs- und den Driftraum eindeutig von einander zu trennen, wurde eine weitere Zwischenebene im Gap der Vieldrahtkammer eingeführt. Sie hat einen Abstand von 6 mm von der Anodenebene. Das Gap ist in diesem Fall 15 mm hoch. Die Zwischenebene wurde entweder als Drahtebene oder als kompakte, geschlossene Metallelektrode ausgeführt. Das empfindliche Volumen wurde durch entsprechend geformte Öffnungen in der Metallelektrode hergestellt. Die Potentialdifferenz zwischen Kathode und Zwischenelektrode betrug je nach Druck zwischen 25 V und 50 V.

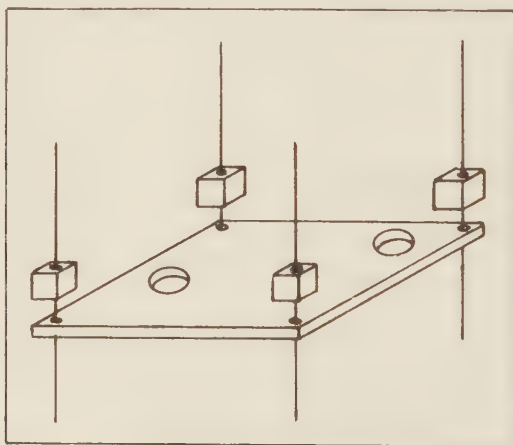


Bild 6.14: Vieldrahtkammer mit Potentialfläche

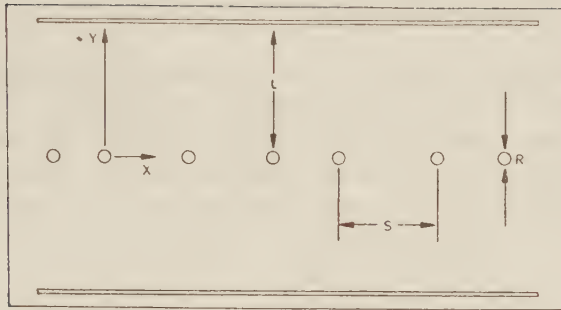


Bild 2.2: Mechanische Parameter der Vieldrahtkammer

R = Drahtradius

S = Abstand von Draht zu Draht (Spacing)

L = Abstand zwischen Anode und Kathode (Gap)

X = Abstand senkrecht zum Draht in der Anodenebene

Y = Abstand senkrecht zum Draht, senkrecht zur Anodenebene

Die einzelnen Drähte wirken hier jeder für sich als Proportionalzähler mit eigenem empfindlichen Volumen. Das ist begründet in dem Verlauf der elektrischen Feldstärke in einer solchen Kammer. Bild 2.3 zeigt eine solche typische Verteilung.

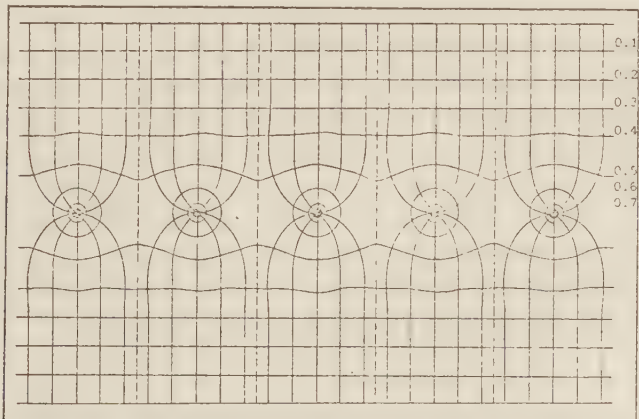


Bild 2.3: Verlauf der elektrischen Feld- und Potentiallinien in einer Vieldrahtkammer (qualitativ)
Zahlen: Potential relativ zum Potential der Kathode

2. GEOMETRIE UND EIGENSCHAFTEN EINES VIELDRAHTPROPORTIONALZÄHLERS

Vieldrahtproportionalzähler oder Vieldrahtkammern (Multi-wireproportionalcounter = MWPC) wurden zuerst in der Kern- und Hochenergiephysik eingesetzt /CHA-70/, /EPP-68/. Sie bestehen aus vielen in einer Ebene gespannten Drähten als Anode und zwei meist symmetrisch liegenden Kathoden (Bild 2.1).

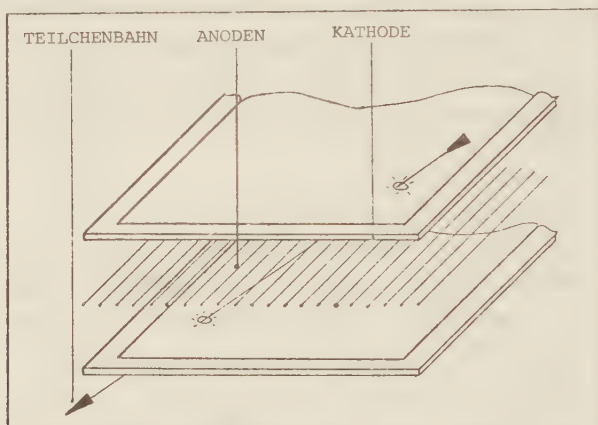


Bild 2.1: Prinzip des Vieldrahtproportionalzählers

Das Funktionsprinzip einer Vieldrahtkammer gleicht dem eines Proportionalzählers. Ein durchfliegendes Teilchen erzeugt im Zählgas Elektronen und Ionen, die zur Anode bzw. zur Kathode beschleunigt werden. Dabei werden die Elektronen durch Lawinenbildung im Gas verstärkt. An den Anodendrähten kann dann ein energieproportionales Signal abgenommen werden.

Zur Beschreibung der Verstärkungseigenschaften einer Vieldrahtkammer ist neben elektrischen Größen ein Satz von drei mechanischen Parametern notwendig (Bild 2.2):

7.2 Relative biologische Wirksamkeit: der Qualitätsfaktor

Für Strahlenschutz zwecke wird die relative biologische Wirksamkeit (RBW, RBE) durch den Qualitätsfaktor (QF) beschrieben. Die relative biologische Wirksamkeit ist gegeben durch das Verhältnis der Dosis der betrachteten Strahlenart zur Dosis der Standardstrahlung (i.A. 250 kV Röntgenstrahlung) bei gleichem Effekt und unter gleichen Bestrahlungsbedingungen. Streng genommen gilt eine relative biologische Wirksamkeit nur für jenen Strahlungseffekt, für den sie gewonnen wurde. So ist die Übertragung von Qualitätsfaktoren von einem auf den anderen Effekt, nicht nur wegen des unterschiedlichen biologischen Endpunktes, sondern auch wegen unterschiedlicher Dosisverteilungen in Raum und Zeit nicht unbedingt möglich.

Zur Vorhersage der biologischen Wirksamkeit werden Beziehungen zwischen meßbaren oder kalkulierbaren Parametern einer Strahlenart und der relativen biologischen Wirksamkeit gesucht. Einer der meßbaren Parameter der ionisierenden Strahlung ist das Bremsvermögen. Aus dem Bremsvermögen leitet sich die Größe "Linear Energy Transfer" einer Strahlung wie folgt ab. Nach dem ICRU 16 "Linear Energy Transfer" /ICRU-70/ gilt: Der Linear Energy Transfer oder das begrenzte Lineare Kollisions Bremsvermögen (L_{Δ}) von geladenen Teilchen in einem Medium ist der Quotient dE / dl , wo dl die Länge der vom Teilchen durchflogenen Strecke ist. dE ist der mittlere Energieverlust aufgrund von Kollisionen mit einer Energieübertragung kleiner als ein vorgegebener Wert Δ .

$$L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{dl} \right)_{\Delta}$$

So bedeutet L_{100} einen LET mit $\Delta = 100$ eV, d.h. alle Energie, die von gestoßenen Elektronen von einer Energie > 100 eV mitgenommen wird, wird nicht berücksichtigt. L_{∞} ist dann gleich dem Bremsvermögen. Dies Konzept hat gleichzeitig eine räumliche Begrenzung des Volumens zur Folge. Je nach Größe von Δ

wird der "Ionisationsschlauch" um ein ionisierendes Teilchen mehr oder weniger berücksichtigt. Für die, eigentlich kontinuierliche, Beziehung zwischen LET_{∞} und dem Qualitätsfaktor QF gibt die Internationale Strahlenschutzkommission folgende Wertetabelle an /ICRP-71/:

LET_{∞} in Wasser [keV/ μgcm^{-2}]	QF
< 0,035	1
0,070	2
0,230	5
0,530	10
> 1,75	20

7.3 Modellhafte Vorstellungen

Teilchen mit gleicher LET_{∞} aber mit unterschiedlicher Ladung und Geschwindigkeit erzeugen unterschiedliche biologische Effekte /CHA-81/, /EDW-80/, /TOD-67/, /BAR-62/, /BAR-64/. Diese Unterschiede können nur durch Unterschiede in der Bahnstruktur der ionisierenden Teilchen bzw. in Unterschieden der Energiedeposition im Nanometerbereich erklärt werden.

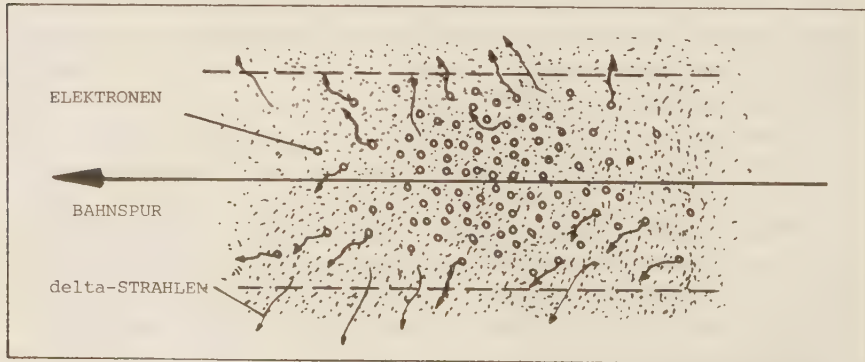


Bild 7.1: Bahnspur eines dicht ionisierenden Teilchens nach /CHA-81/

Nach /CHA-81/ ist die Ursache für einen Strahlenschaden stets ein Schaden des Biomoleküls der Desoxyribonukleinsäure (DNA) in der Zelle. Dabei wird davon ausgegangen, daß die DNA selbst einen Durchmesser von 1,2 nm und der einzelne Strang des Moleküls einen Durchmesser von 0,34 nm hat. Damit sind Untersuchungen der Energiedeposition in empfindlichen Volumina mit Nanometerausdehnung notwendig. Insbesondere ist interessant, welcher Anteil der vom durchfliegenden Teilchen abgegebenen Ionisierungsenergie im empfindlichen Volumen deponiert wird. Die seitliche Ausdehnung des "Ionisationsschlauches" um die Teilchenbahn in Abhängigkeit von den Parametern, Linearer-Energie-Transfer, Teilchengeschwindigkeit und Teilchenladung wird dabei besonders wichtig.

Die ursprüngliche "dual radiation action" Theorie /KEL-72/ geht von Bereichen von der Größenordnung 500 nm bis 2000 nm Durchmesser aus. Dabei wird die "linearquadratische" Dosis-effekt-beziehung geschrieben als

$$E(D) = k (\int D + D^2)$$

mit k = konstanter Parameter

$\int$ = Dosismittel der spezifischen Energie pro Ereignis.

$\int$ ist dabei eine mit mikrodosimetrischen Zählern meßbare physikalische Größe. Anhand von Versuchen mit ultraweichen Röntgenstrahlen läßt sich zeigen, daß das empfindliche Volumen erheblich kleiner als 500 nm sein muß, so daß die "dual radiation action" Theorie entsprechend erweitert werden muß. Eine Verallgemeinerung der Theorie /KEL-78/, die auch die Effekte in kleinsten Volumina noch mit den gleichen Parametern beschreiben kann, ist versucht worden.

8. UNTERSUCHUNG DES MUSTERS DER ENERGIEDEPOSITION IN KLEINEN VOLUMINA

8.1 Versuchsparameter

Untersuchungen zu diesen Fragen wurden mit der Vieldrahtanordnung durchgeführt. Meßtechnisch standen für die Untersuchungen folgende Meßgrößen zur Verfügung:

- 1) Spektren der im empfindlichen Volumen deponierten Energie und daraus abgeleitet
 - ° die mittlere Energie
 - ° die Nachweiswahrscheinlichkeit für ein Ereignis
 - ° die mittlere Ereignisgröße
- 2) Diese Größen konnten unter folgenden Bedingungen gemessen werden
 - ° für 3 unterschiedlich geformte, empfindliche Volumina aufgrund mechanischer Parameter
 - ° für unterschiedliche Abstände vom Schwerpunkt des empfindlichen Volumens durch mechanische Verschiebung
 - ° für unterschiedlich große Volumina durch Veränderung des Gasdruckes im Versuch.

Es wurden die folgenden, verschieden geformten Volumina untersucht.

Volumen A gleicht einer Säule mit einem Seitenverhältnis von $1 : 1 : 3,5$ (mechanische Abmessungen: $4 \cdot 4 \cdot 15$ mm)

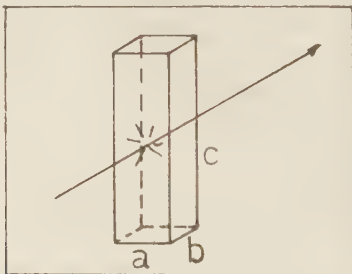


Bild 8.1: Modell des Volumens vom Typ A

Volumen B gleicht einem senkrechten Quader mit einem Seitenverhältnis von 2 : 1 : 3 (mechanische Abmessungen 10 · 5 · 15 mm).

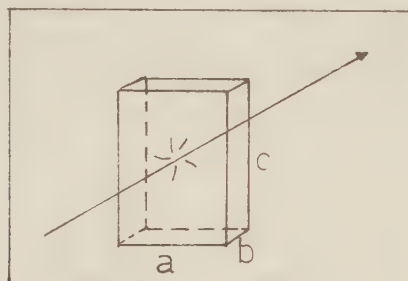


Bild 8.2: Modell des Volumens vom Typ B

Volumen C gleicht einem waagerechten Quader mit dem Seitenverhältnis 24 : 1 : 3 (mechanische Abmessungen 120 · 5 · 15 mm).

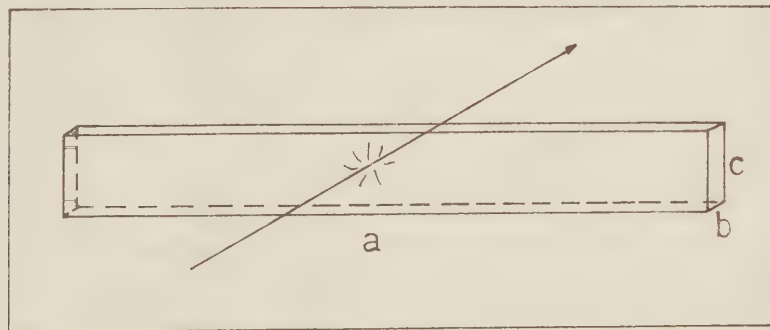


Bild 8.3: Modell des Volumens vom Typ C

Die Durchschußrichtung lag jeweils parallel zur kürzesten Seite, etwa auf halber Höhe von c. Die Massebelegung wurde durch Druckänderung eingestellt. Tabelle 8.1 führt die zu den verschiedenen Drucken gehörenden Massen und Massebelegungen auf:

Druck Pa	Volumen A			Volumen B		Volumen C		Äquivalenter Durchmesser nm
	Masse μg	Massenbe- legung $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	Äquivalenter Durchmesser nm	Masse μg	Masse μg	Masse μg	Massenbe- legung $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	
133	0,215	0,36	3,6	0,67	8,0	0,45	4,5	
266	0,43	0,72	7,2	1,34	16,0	0,9	9	
399	0,64	1,08	10,8	2,01	24,0	1,35	13,5	
532	0,86	1,44	14,4	2,68	32,0	1,8	18	
665	1,07	1,8	18	3,36	40,0	2,25	22,5	
1064	1,72	2,88	28,8	5,36	64,0	3,6	36	
1330	2,15	3,6	36	6,7	80,0	4,5	45	
1990	3,22	5,4	54	10,5	120,0	6,75	67,5	
2660	4,3	7,2	72	13,4	160,0	9,0	90	

Tabelle 8.1: Tabelle der Massen, Massenbelegung und der äquivalenten Durchmesser für die 3 Volumina bei unterschiedlichem Druck

Der Teilchenstrahl hatte einen maximalen Durchmesser von 3 mm. Das entspricht für das Volumen A ca. 3/4 der Seite a, für das Volumen B ca. 3/10 der Seite a und für das Volumen C ca. 3/120 der Seite a.

Die Messungen am Volumen Typ C erlaubten keine Messungen an vorbeifliegenden α -Teilchen, da es sich in seiner ganzen Breite über die Violdrahtkammer erstreckt. Die Messungen konnten nur für Vergleiche mit Energieverlustmessungen herangezogen werden. Sie wurden daher für die Aussagen über die Bahnstruktur nicht benutzt.

8.2 Bestimmung des L_{∞} in Methan

Definitionsgemäß ist der L_{∞} gleich dem Bremsvermögen des ionisierenden Teilchens in dem gewählten Stoff. Zur Bestimmung des Bremsvermögens wurde die bestehende Versuchsanordnung zur Bestimmung des Energieverlustes gemäß Abschnitt 6.6 benutzt. Für die verschiedenen α -Teilchen wurde mit folgendem L_{∞} gerechnet:

α -Quelle	Energie [MeV]	L_{∞} [keV/ μgcm^{-2}]
Po212	8,77	0,76
Bi212	6,05	0,961
Am241	4,05	1,36

8.3 Untersuchungen der deponierten Energie bei konstantem linearen Energietransfer und konstanter Volumenform mit veränderlicher Größe des Volumens

Bei der Auswertung der Ergebnisse muß der Einfluß der endlichen Ausdehnung des Strahls berücksichtigt werden. Bei einem Strahldurchmesser von 3,0 - 3,5 mm kann man beim Durchschuß am Rand des empfindlichen Volumens keinen steilen Abfall der Anzahl der Ereignisse und der deponierten Energie erwarten.

Im Falle des Volumens A erhalten wir folgende Situation (Bild 8.4):

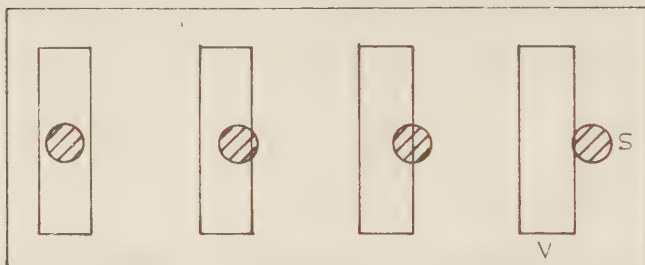


Bild 8.4: Einfluß des Strahldurchmessers S und der Breite V des Volumens auf Abstandsmessungen

Beispiel $V = 4 \text{ mm}$

$S = 3 \text{ mm}$

Abstände: 0 mm, 1 mm, 2 mm, 3 mm

Erst wenn der Mittelpunkt des Strahldurchmessers mehr als 4 mm vom Schwerpunkt des empfindlichen Volumens entfernt ist, kann mit einem deutlichen Effekt gerechnet werden.

8.3.1 $L_{\infty} = 1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ (Tafel 8.1 bis 8.3)

Für α -Teilchen mit einem L_{∞} von $1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ wurden an dem Volumen der Form A die Volumengrößen mit den Massen $0,215 \mu\text{g}$, $0,43 \mu\text{g}$ und $1,07 \mu\text{g}$ eingestellt. Gekennzeichnet sind die unterschiedlichen Volumina durch den Gasdruck und die äquivalente Länge in nm.

In den Tafeln 8.1 - 8.3 sind die Meßergebnisse für die Volumina mit den äquivalenten Durchmesser 3,6; 7,2 und 18 nm in Diagrammen zusammengefaßt. Für den Vergleich bei unterschiedlichen Gasverstärkungsbedingungen wurden invariante Größen gebildet. Sie stellen Prozentzahlen des höchsten im jeweiligen Versuch erreichten Wertes dar. Die Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit ist das Verhältnis aus der Zahl der Ereignisse am Proportionalzähler und am Halbleiter-Detektor in Prozent.

Mittlere deponierte Energie

Die Tafel 8.1 zeigt die Ergebnisse für die mittlere Ereignisgröße (gemessen als mittlere deponierte Energie). Besonders an den Messungen am empfindlichen Volumen der äquivalenten Länge 0,9 nm fällt auf, daß auch für größere Abstände die mittlere deponierte Energie nicht Null ist. Das heißt, auch aus Teilchendurchgängen in Abständen, die um den fünffachen Durchmesser des empfindlichen Volumens vom Schwerpunkt entfernt sind, wird noch Energie in dem empfindlichen Volumen deponiert. Die mittlere Energie eines solchen Ereignisses beträgt noch 38 % der maximal deponierten Energie. Für das Volumen der äquivalenten Länge 1,8 nm beträgt dieser Wert 16 %. Für die Volumina mit 4,5 nm und 18 nm äquivalenter Länge erkennt man ein eindeutiges Maximum der deponierten Energie für das zentral passierende Teilchen. Zu beiden Seiten dieses Maximums fallen die Meßwerte mit größerem Abstand schnell ab, werden aber nie ganz Null.



Tafel 8.1: Mittlere deponierte Energie in % der maximal deponierten Energie als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens Typ A für α-Teilchen mit LET_∞ = 1,36 keV/μecm⁻²

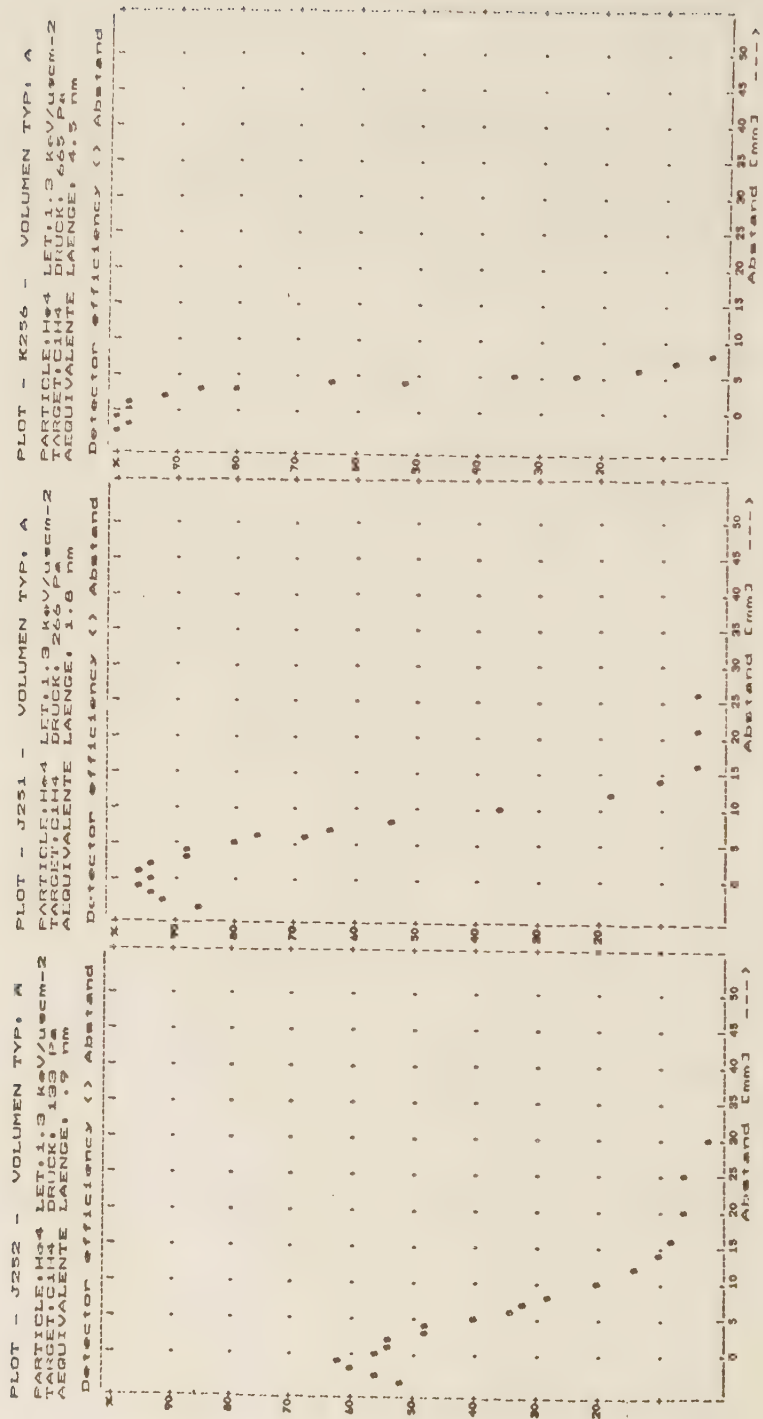
Die geringe Anzahl von Meßpunkten und die schlechte Statistik erlauben keine eindeutige Entscheidung darüber, ob die mittlere deponierte Energie, die von weiter entfernt vorbeifliegenden Teilchen deponiert wird, wieder ansteigt. Die Meßdaten schließen ein solches Verhalten nicht aus.

Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Tafel 8.2 zeigt am gleichen Versuch die Ergebnisse für die Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit. Herausragendes Merkmal ist, daß bei einem äquivalenten Durchmesser von 3,6 nm (äquivalente Länge 0,9 nm) nicht mehr alle passierenden Teilchen eine nachweisbare Energie deponieren. Bei zentralem Durchschuß führen ca. 62 % der Teilchendurchgänge zu einem nachweisbaren Ereignis. Für dieses Volumen erzeugen in einem mechanischen Abstand von 25 mm vom Schwerpunkt des empfindlichen Volumens noch ca. 6 % der Teilchen ein nachweisbares Ereignis.

Für die äquivalente Länge 1,8 nm steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit bei zentralem Durchschuß auf ca. 96 % an. In 25 mm Abstand vom Schwerpunkt des Volumens führen noch ca. 4 % der Teilchendurchgänge zu einem nachweisbaren Ereignis. Wie auch bei 0,9 nm äquivalenter Länge finden wir eine Stufe im Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit bei 4,5 mm Abstand.

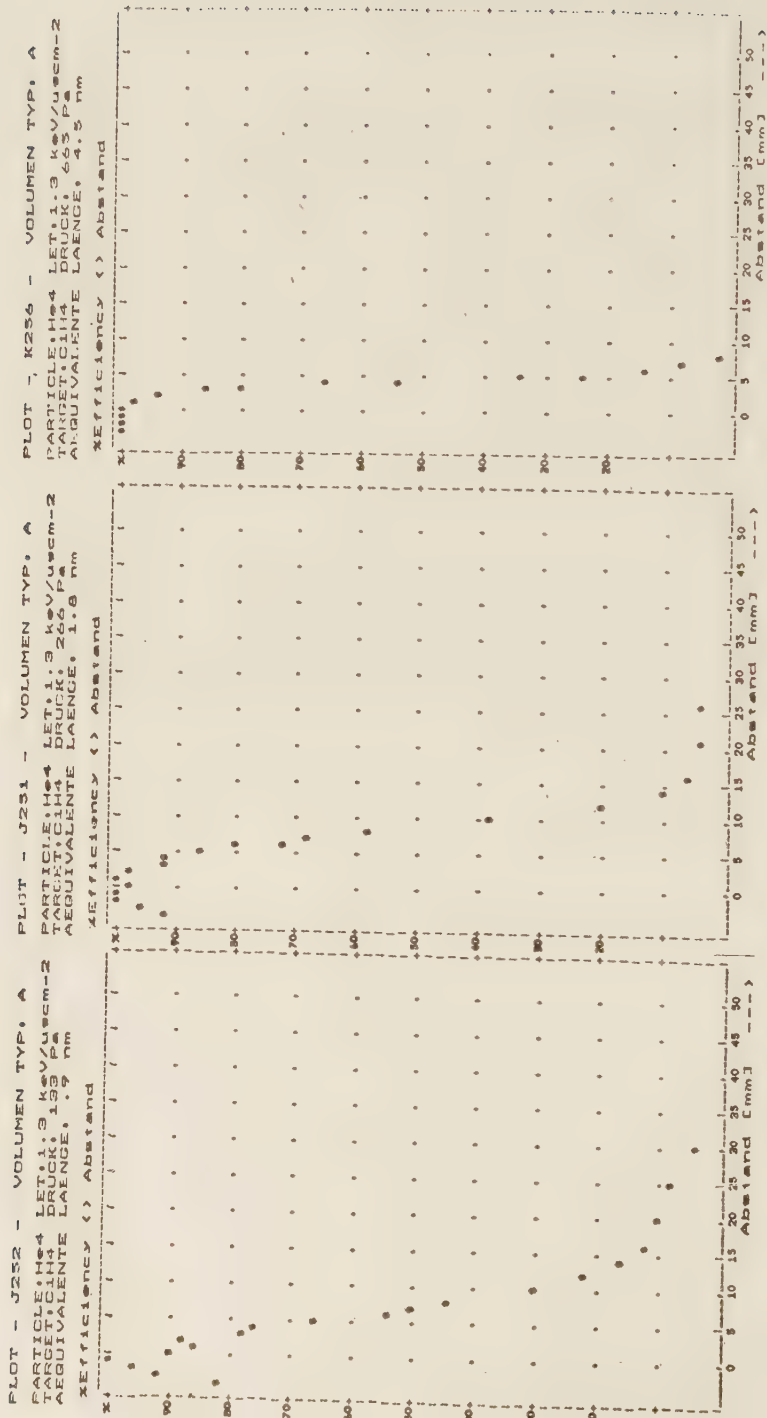
Im Fall der äquivalenten Länge 4,5 nm erreicht die Nachweiswahrscheinlichkeit 99 %. Die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt steil mit dem Abstand vom empfindlichen Volumen. Allerdings ergeben in 6 mm Abstand vom Schwerpunkt des Volumens noch ca. 14 % der passierenden Teilchen ein Ereignis im empfindlichen Volumen. Der Punkt, an dem die Nachweiswahrscheinlichkeit unter 1 % sinkt, liegt für die äquivalente Länge 4,5 nm bei 12 mm, für 9 nm bei 10,5 und für 18 nm bei 9 mm Abstand vom Nullpunkt. Für die Untersuchungen wurden 0,5 % Nachweiswahrscheinlichkeit als die Grenze gewählt, bei der die Versuche aus meßtechnischen Gründen abgebrochen wurden.



Tafel 8.2: Detektornachweiswahrscheinlichkeit in % der Ereignisse am Kolnizidenzdetektor als Funktion des Abstandes des Volumens Typ A für α-Teilchen mit LET₀ = 1,36 keV/μgcm⁻²

Die Tafel 8.3 zeigt die Ergebnisse für die Nachweiswahrscheinlichkeit, jedoch auf den höchsten Wert des jeweiligen Versuches normiert. Durch diese Darstellung werden die Unstetigkeiten im Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeiten für ca. 15 mm Abstand deutlicher.

Eine Zusammenschau der Ergebnisse für die relative Ereignisgröße und die Nachweiswahrscheinlichkeit ergibt:
Die mittlere deponierte Energie zeigt in jedem Fall ein deutliches Maximum beim zentralen Durchschuß durch das empfindliche Volumen. Kleinere Verschiebungen des Strahles bewirken schon einen deutlichen Abfall der mittleren deponierten Energie. Dagegen bleibt die Nachweiswahrscheinlichkeit für die äquivalenten Längen 1,8 nm und 4,5 nm über mehr als die mechanische Breite (4 mm) des empfindlichen Volumens, d.h. für ca. 5 mm konstant. Die Volumina der äquivalenten Längen 9 nm und 18 nm weisen auch für die Nachweiswahrscheinlichkeit ein Maximum beim zentralen Durchgang des α -Teilchens auf. Auch bei diesen größeren äquivalenten Längen endet der Vorgang der Energiedeposition nicht abrupt an dem Punkt, wo der Strahl das empfindliche Volumen nicht mehr durchquert.



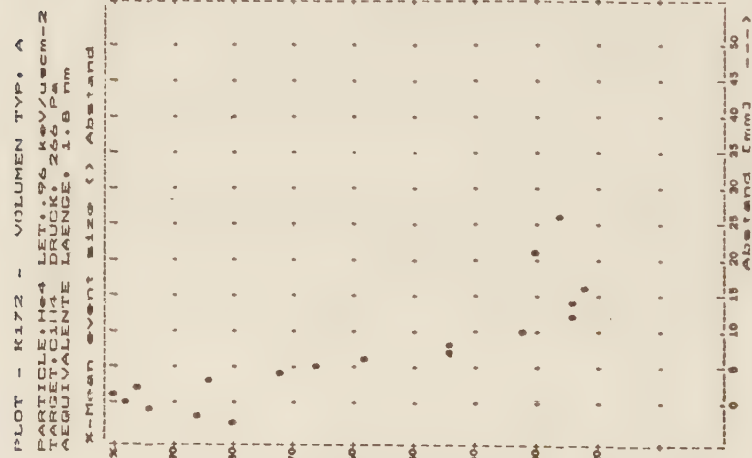
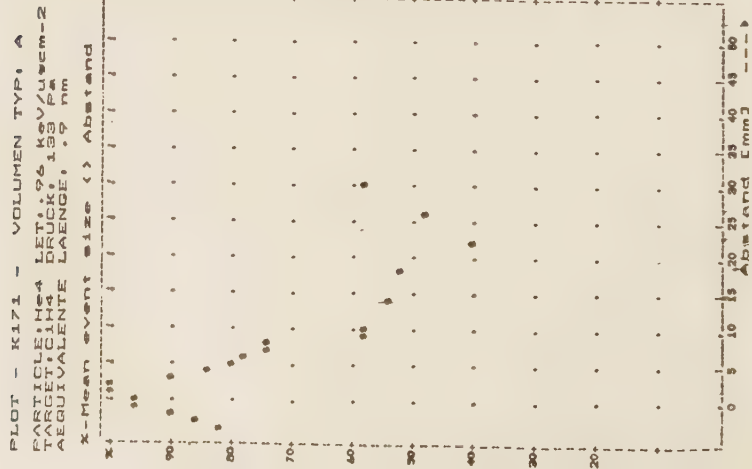
Tafel 8.3: Normierte Nachweiswahrscheinlichkeit in % der maximalen Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Abstandes von Zentrum des Volumens Typ A für α -Teilchen des LET $_{\infty} = 1,36$ keV/μgcm $^{-2}$

8.3.2 $L_{\infty} = 0,961 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$

Die Tafel 8.4 zeigt in Diagrammen die Ergebnisse bei äquivalenten Längen von 0,9 nm, 1,8 nm und 4,5 nm für die relative mittlere Ereignisgröße (als deponierte Energie gemessen). Der Verlauf der Ereignisgröße als Funktion des Abstandes zeigt für die äquivalente Länge 0,9 nm eine ausgeprägte Unstetigkeit beim Abstand 8 mm. Auch Teilchen, die in größeren Abständen vom empfindlichen Volumen passieren, deponieren noch mehr als 40 % der maximalen deponierten Energie.

Das gleiche gilt für das Volumen der äquivalenten Länge 1,8 nm. Bei Teilchendurchgängen in Entfernungen bis zum Fünffachen des Durchmessers des empfindlichen Volumens können zwischen 20 % und 30 % der maximalen Energie deponiert werden.

Für das Volumen der äquivalenten Länge 4,5 nm läßt sich keine ausgeprägte Unstetigkeit im Verlauf der deponierten Energie in Abhängigkeit vom Abstand erkennen. Hier wird durch Teilchen, die weit außerhalb des empfindlichen Volumens passieren noch zwischen 20 % und 35 % der maximalen Energie deponiert.



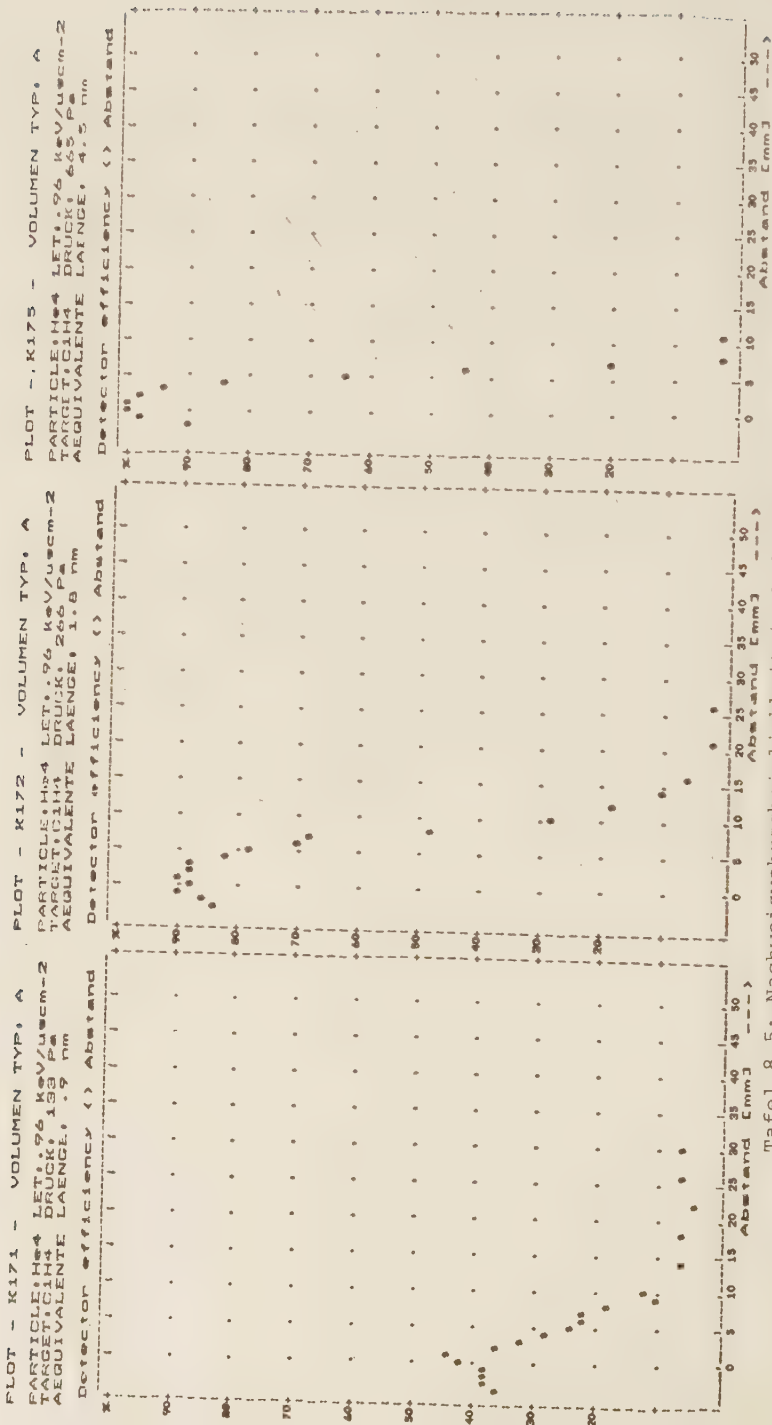
Tafel 8.4: Mittlere deponierte Energie in % der maximal deponierten Energie als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens Typ A für α -Teilchen des $\text{LET}_{\infty} = 0,961 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$

Die Tafel 8.5 stellt in Diagrammen die Ergebnisse für die Nachweiswahrscheinlichkeit dar. Im Falle der äquivalenten Länge 0,9 nm führen nur noch 45 % der zentral passierenden Teilchen zu einem nachweisbaren Ereignis im empfindlichen Volumen. Andererseits sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit im gemessenen Abstandsbereich nicht unter 4 %. Man erkennt ein Maximum und zwei ausgeprägte Unstetigkeiten bei 7 mm und 10 mm Abstand vom Zentrum des Volumens.

Die Messungen der Nachweiswahrscheinlichkeit am Volumen der äquivalenten Länge 1,8 nm zeigen kein so ausgeprägtes Maximum. Dagegen aber eine Unstetigkeit bei 7 mm Abstand. Die Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht 90 % als Höchstwert und sinkt in großen Entfernungen nicht unter 1 %.

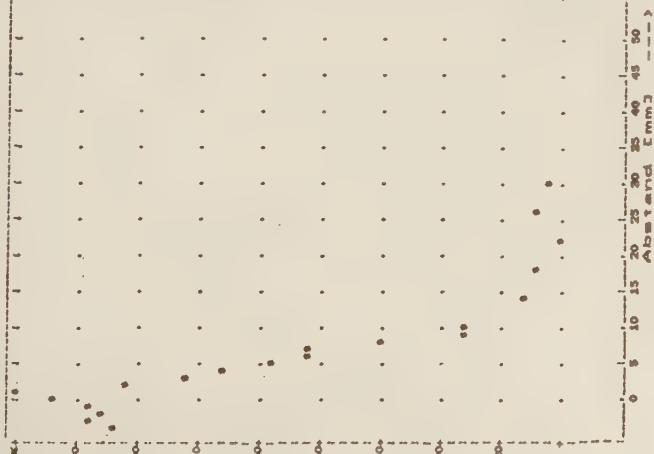
Für die Messungen am Volumen mit der äquivalenten Länge 4,5 nm erreicht die Nachweiswahrscheinlichkeit 100 % bei zentralem Durchschuß des Teilchens. Bei Durchschuß in 11 mm Abstand beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit noch 1 %.

Die Tafel 8.6 zeigt die Ergebnisse der Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit, aufgetragen als Prozentzahl der maximalen Nachweiswahrscheinlichkeit. Es gilt, was für die Nachweiswahrscheinlichkeit gesagt wurde. Die Unstetigkeiten treten deutlich hervor.

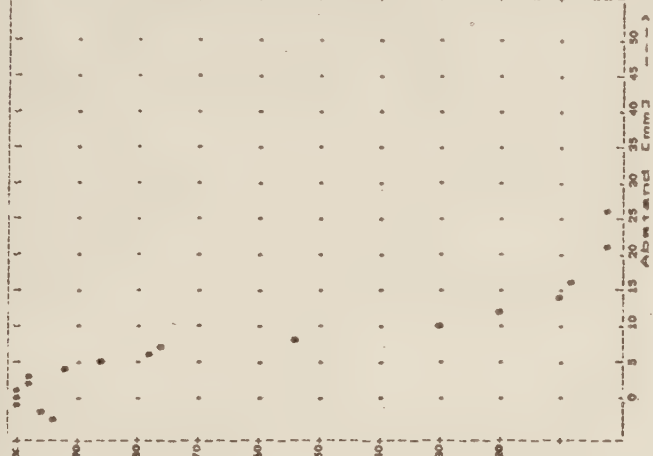


Tafel 8.5: Nachweiswahrscheinlichkeit in % der Ereignisse am Koinzidenzdetektor als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens Typ A für α-Teilchen des LET_∞ = 0,961 keV/μgcm⁻²

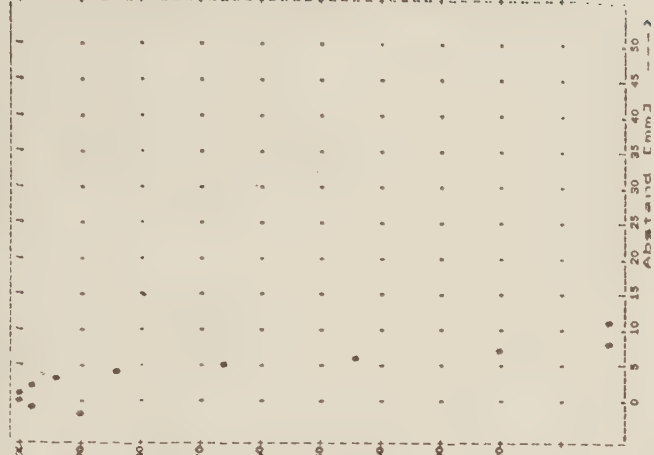
PLOT - K171 - VOLUMEN TYP: A
 PARTICLE: He4 LET: .96 keV/μecm-2
 TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: .9 nm
 Efficiency () Abstand



PLOT - K172 - VOLUMEN TYP: A
 PARTICLE: He4 LET: .96 keV/μecm-2
 TARGET: C1H4 DRUCK: 266 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 1.8 nm
 Efficiency () Abstand



PLOT - K175 - VOLUMEN TYP: A
 PARTICLE: He4 LET: .96 keV/μecm-2
 TARGET: C1H4 DRUCK: 665 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 4.5 nm
 Efficiency () Abstand



Tafel 8.6: Normierte Nachweiswahrscheinlichkeit in % der maximalen Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens Tap A für α -Teilchen des LET $_{\infty}$ = .961 keV/μecm-2

$$8.3.3 \quad L_{\infty} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$$

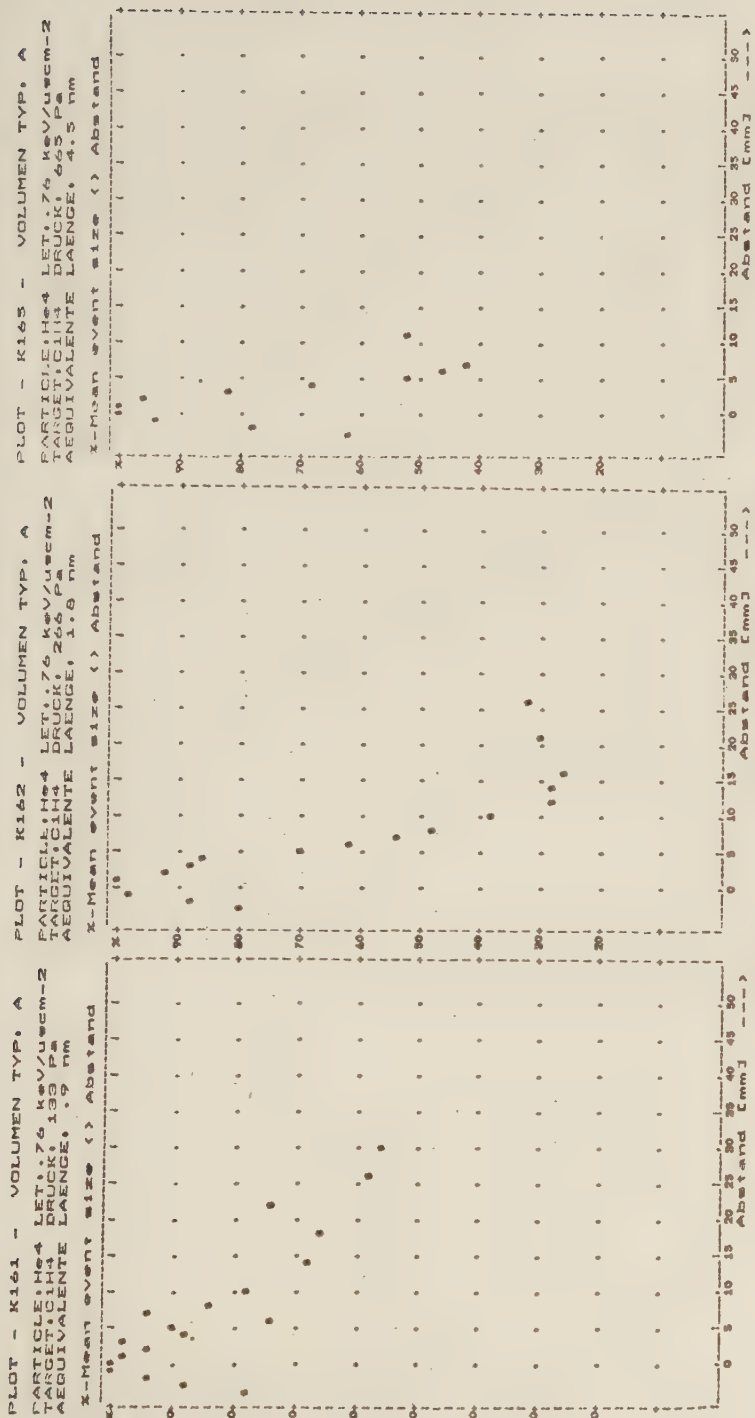
Die Tafel 8.7 zeigt in Diagrammen die Ergebnisse für Volumina der äquivalenten Durchmesser 3,6 nm, 7.2 nm und 18 nm.

Mittlere deponierte Energie

Es sind die Ergebnisse für die relative mittlere Ereignisgröße (als deponierte Energie gemessen) zusammengefaßt. Aus dem Bild der Messungen am Volumen mit 0,9 nm äquivalenter Länge lassen sich keine eindeutigen Ergebnisse ableiten. Die Meßergebnisse streuen stark. Doch wird der Maximalwert der deponierten Energie bei zentralem Durchgang durch das empfindliche Volumen erreicht. Auch eine Abnahme der deponierten Energie mit steigendem Abstand vom Schwerpunkt des Volumens ist erkennbar. Teilchen, die außerhalb des empfindlichen Volumens passieren, deponieren noch eine mittlere Energie, die 60 % der maximalen Energie beträgt.

Für die äquivalente Länge 1,8 nm erkennen wir ein deutliches Maximum. Die Meßpunkte zeigen einen unstetigen Verlauf bei 4 mm und bei 11 mm Abstand. Auch Teilchen, die in größerem Abstand vom empfindlichen Volumen passieren, können 28 % der maximal deponierten Energie im Volumen abgeben.

Für das Volumen mit der äquivalenten Länge 4,5 nm erhalten wir ein deutliches Maximum bei zentralem Durchschuß mit verhältnismäßig steil abfallenden Werten bei kleinen Abständen vom Schwerpunkt. Unstetigkeiten deuten sich für Abstände größer als 7 mm an.



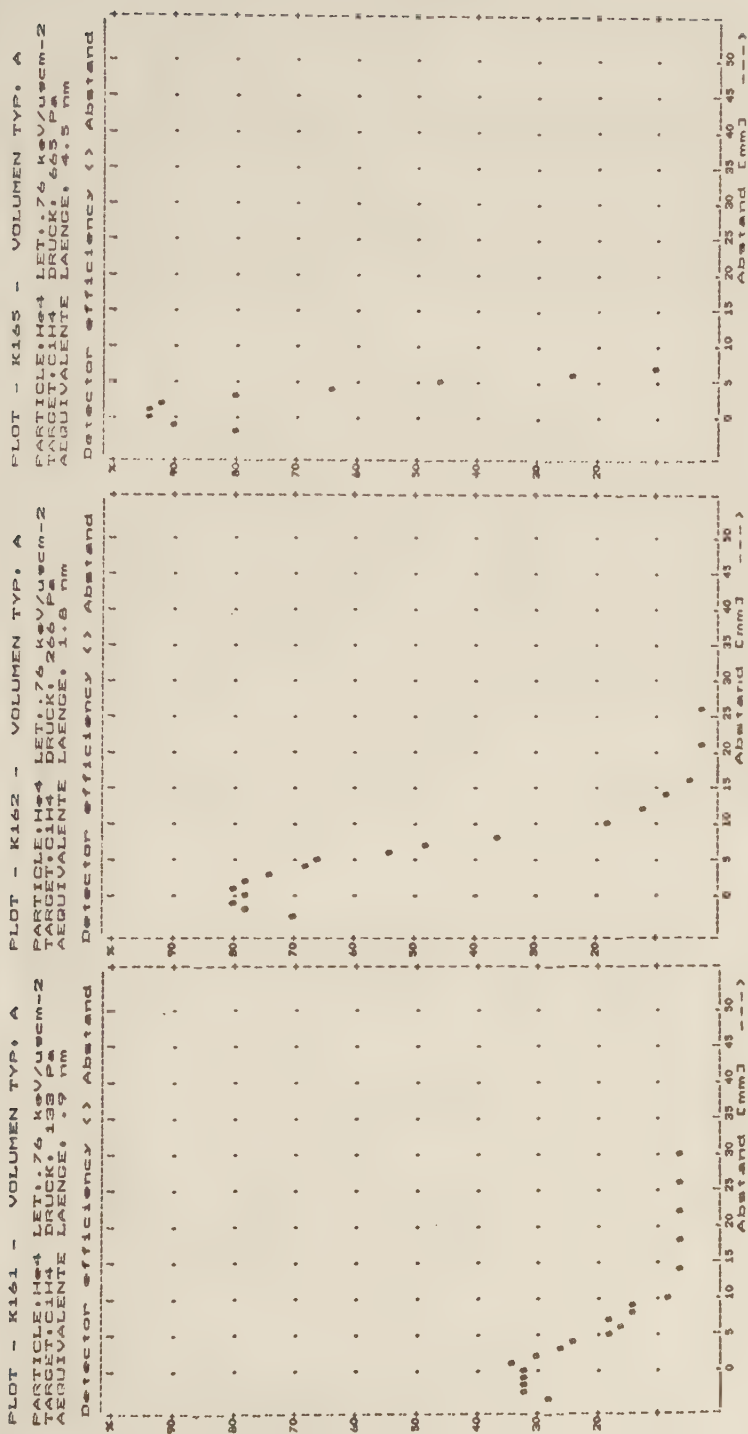
Tafel 8.7: Mittlere deponierte Energie in % der maximal deponierten Energie als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens Typ A für α-Teilchen des LET_∞ = 0,76 keV/μcm⁻²

Nachweiswahrscheinlichkeit (Tafel 8.8 und Tafel 8.9)

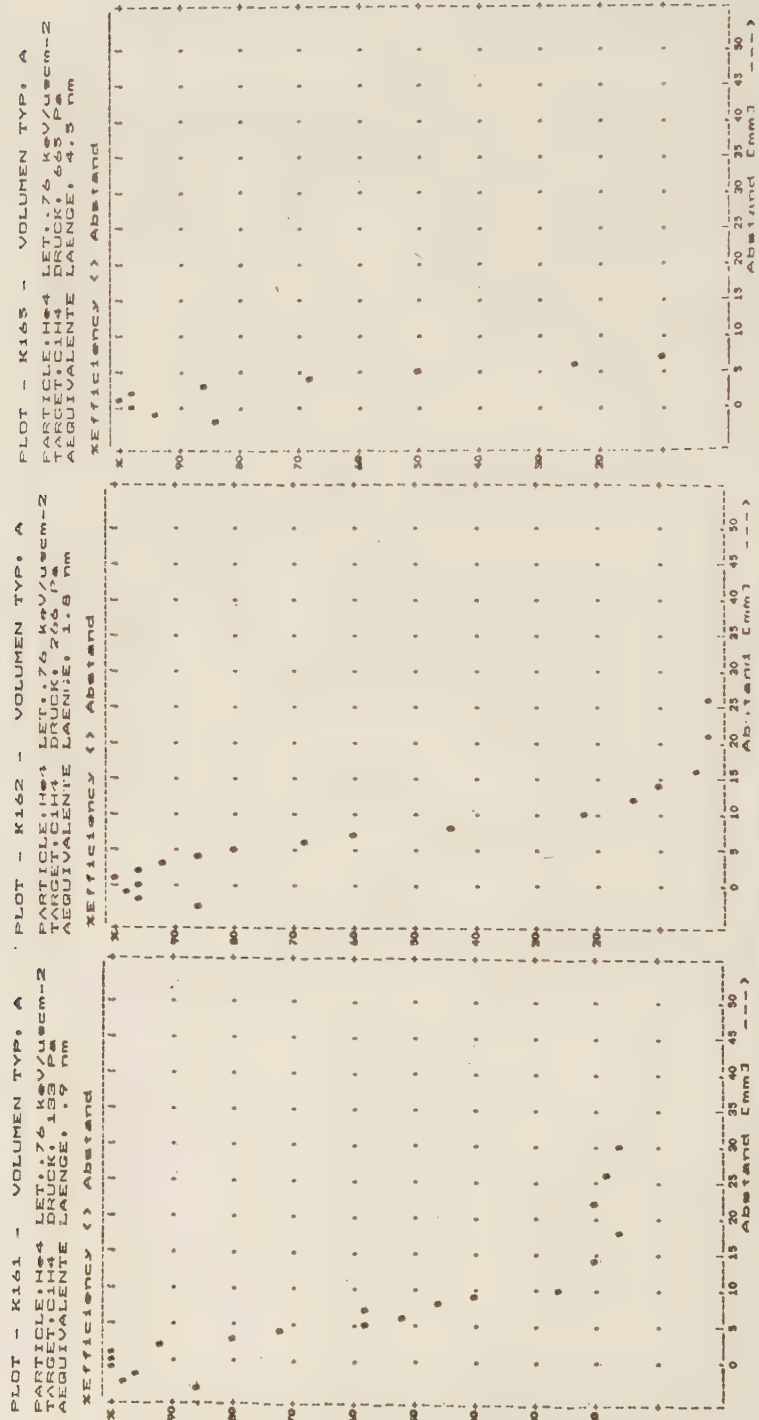
Die Auswertung der Meßergebnisse zur Nachweiswahrscheinlichkeit zeigt für die äquivalente Länge 0,9 nm, daß bei zentralem Durchschuß nur 34 % der Teilchen einen nachweisbaren Energiebetrag deponieren. Diese maximale Nachweiswahrscheinlichkeit wird für Entfernungen gemessen, die größer sind als der Durchmesser des empfindlichen Volumens (4 mm gegen 5 mm). Eine deutliche Unstetigkeit im Verlauf der Meßpunkte befindet sich bei 5 mm und bei 10 mm Abstand. Die Nachweiswahrscheinlichkeit sinkt für Teilchen, die in Entfernungen bis zum Fünffachen des Durchmessers vorbeifliegen, nicht unter 6 %.

Im Falle des Volumens mit der äquivalenten Länge 1,8 nm steigt die Nachweiswahrscheinlichkeit bei zentral passierenden Teilchen auf 80 % an. Das Maximum erstreckt sich über einen Abstand, der größer ist als das empfindliche Volumen (4 mm gegen 5 mm). Im Verlauf der Meßpunkte findet sich eine leichte Unstetigkeit bei 5 mm Abstand und bei 10 mm. Auch für Teilchen, die in Entfernungen vom Fünffachen des Durchmessers des empfindlichen Volumens passieren, ergibt sich noch eine Nachweiswahrscheinlichkeit von 2 %.

Für die Messungen am Volumen der äquivalenten Länge 4,5 nm zeigt das Diagramm für zentralpassierende Teilchen eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit von 94 %. Die Meßwerte fallen mit steigendem Abstand steil ab, ohne erkennbare Unstetigkeit. Tafel 8.9 zeigt die normierten Nachweiswahrscheinlichkeiten für die gleichen Messungen wie in Tafel 8.8.



Tafel 8.8: Nachweiswahrscheinlichkeit in % der Ereignisse am Koinzidenzdetektor als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens vom Typ A für α -Teilchen mit dem $LET_{\infty} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$



Tafel 8.9: Normierte Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens vom Typ A für α-Teilchen mit dem LET_∞ = 0,76 keV/μgcm⁻²

8.4 Untersuchungen am Volumen der Form A unter dem Gesichtspunkt unterschiedlichen Linearen Energie Transfers

Für den Vergleich der Messungen mit unterschiedlichem L_{∞} wurden die Ergebnisse neu angeordnet. Untersucht werden die Nachweiswahrscheinlichkeit und die mittlere deponierte Energie als absolute Größe.

8.4.1 Mittlere deponierte Energie (Tafel 8.10 - Tafel 8.12)

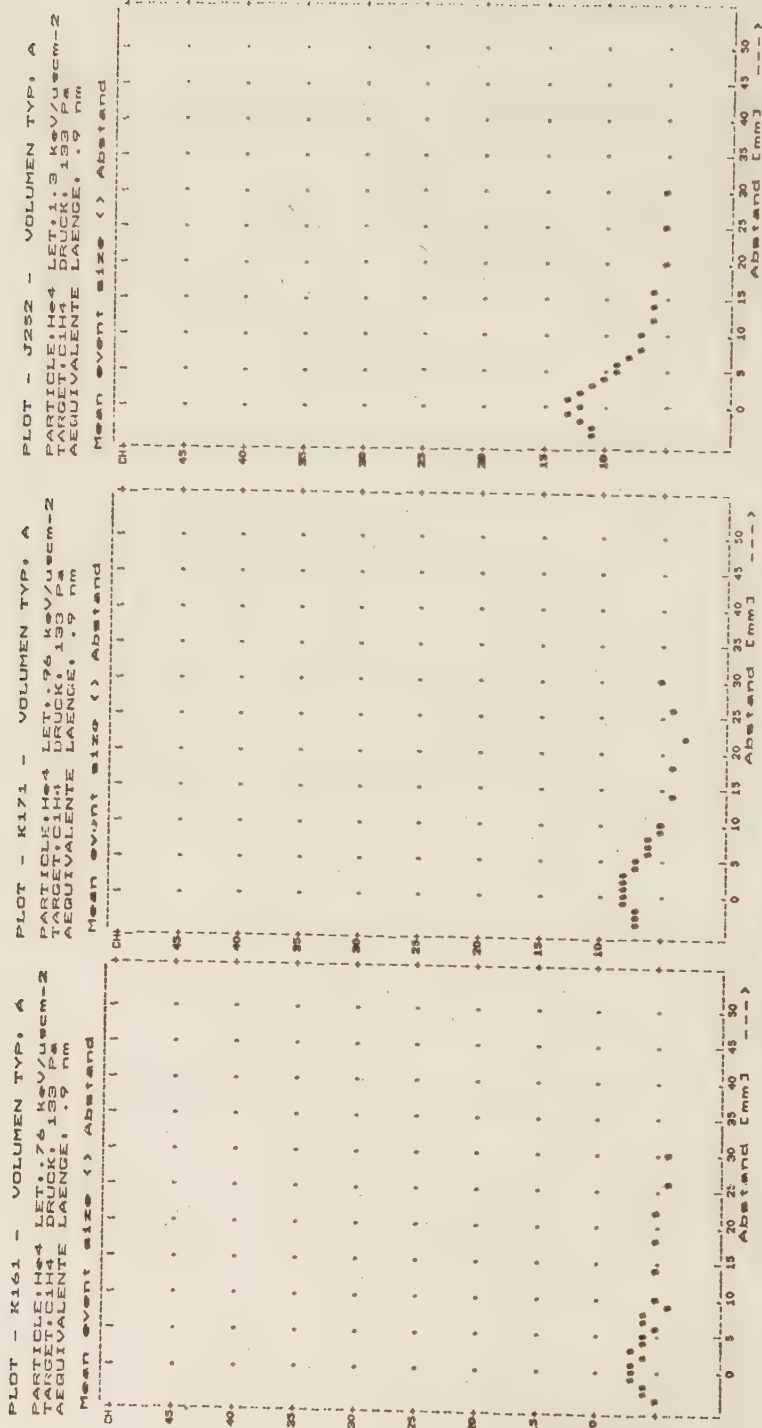
Die Versuche wurden für die gleiche äquivalente Länge jeweils mit identischen Parametern durchgeführt. Deshalb ist hier als Bezugsgröße die Kanalzahl am Vielkanalanalysator als energieäquivalent in Abhängigkeit vom Abstand dargestellt.

Für alle drei äquivalenten Durchmessern 3,6, 7,2 und 18 nm wird bei zentralem Durchgang des Teilchens die maximale Energie deponiert. Mit steigendem L_{∞} steigt auch die deponierte Energie. Wenn die deponierte Energie dem Energieverlust des Teilchens proportional ist, müssen sich bei jeder äquivalenten Länge die Maximalwerte wie die L_{∞} verhalten. Wir erhalten:

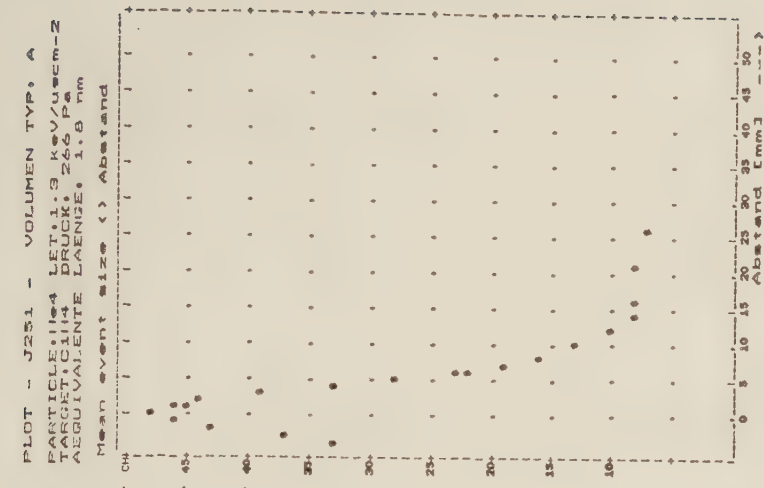
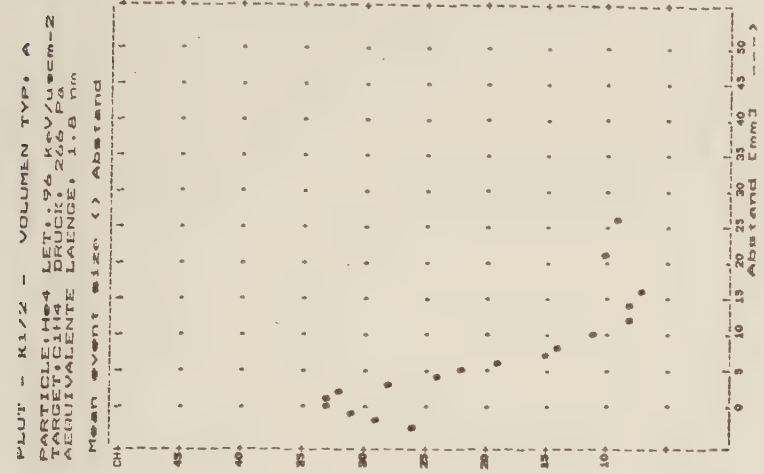
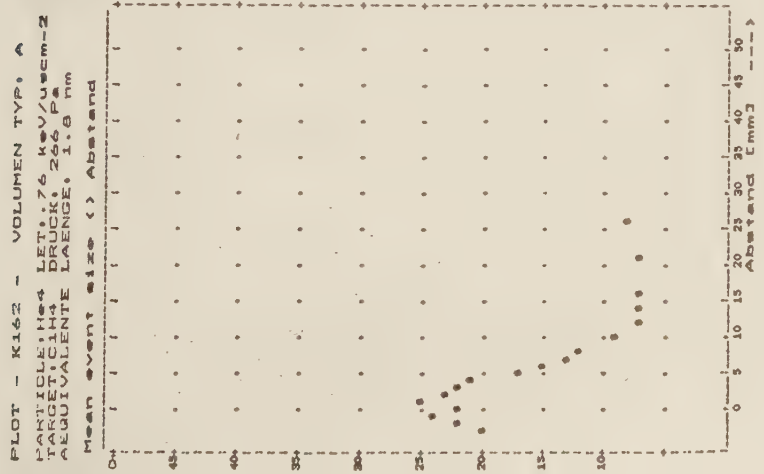
	Bi:Po	Am:Po	Am:Bi
<u>Verhältnis der L_{∞} :</u>	<u>1,28</u>	<u>1,83</u>	<u>1,43</u>
<u>Verhältnis bei 0,9 nm</u>	<u>1,21</u>	<u>1,87</u>	<u>1,55</u>
<u>Verhältnis bei 1,8 nm</u>	<u>1,33</u>	<u>1,92</u>	<u>1,44</u>
<u>Verhältnis bei 4,5 nm</u>	<u>1,57</u>	<u>2,52</u>	<u>1,61</u>

Tabelle 8.4.1: Verhältnis der deponierten Energien bei unterschiedlichem L_{∞} und unterschiedlichem Volumen

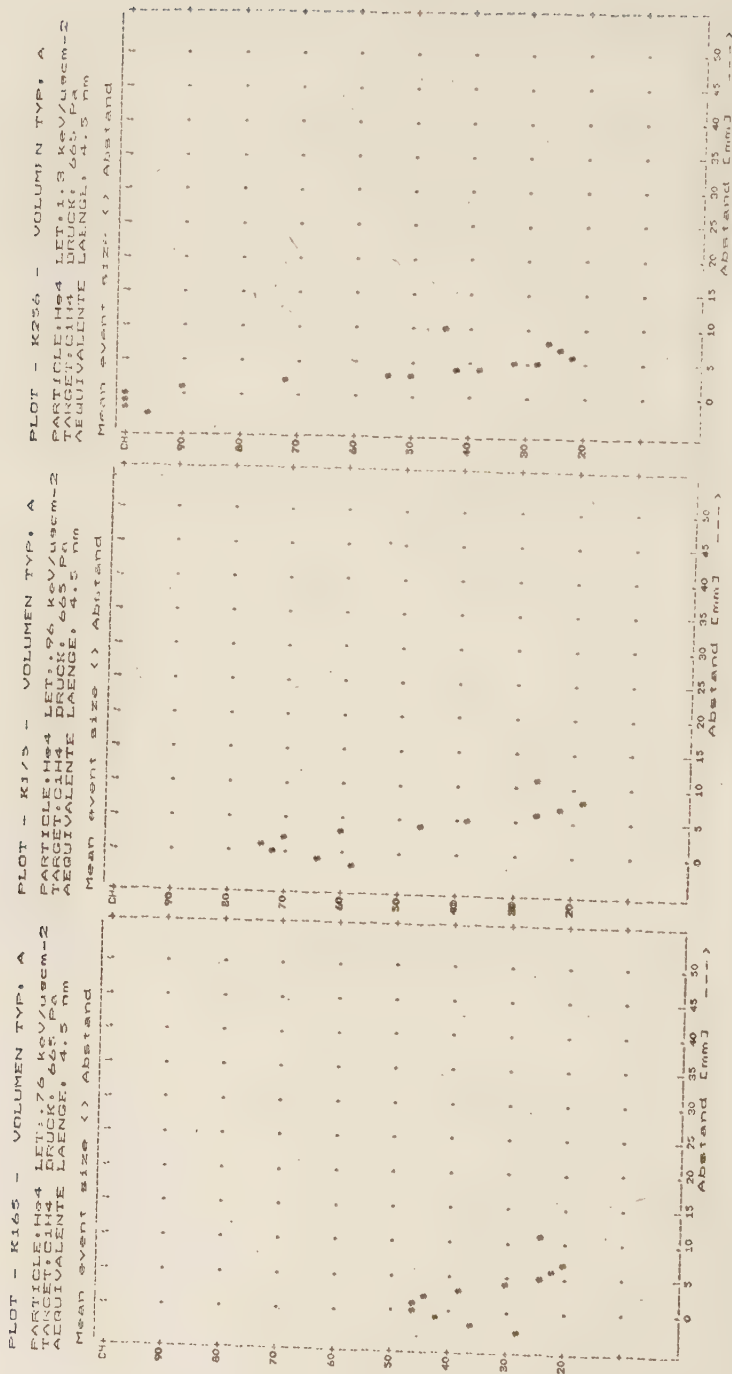
Dabei ist festzustellen, daß die Verhältnisse der deponierten Energien für die äquivalente Länge 0,9 nm den Verhältnissen der L_{∞} am nächsten kommen. Wegen der geringen und schwan-



Tafel 8.10: Vergleich der mittleren deponierten Energie in Kanälen als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens A für α -Teilchen der $\text{LET}_{\infty} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$; $0,961 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ und $1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$, äquivalenter Durchmesser 3,6 nm



Tafel 8.11: Vergleich der mittleren deponierten Energie in Kanälen als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens Typ A für α -Teilchen der LET 0,76 keV/μcm⁻²; 0,961 keV/μcm⁻² und 1,36 keV/μcm⁻², äquivalenter Durchmesser 7,6 nm



Tafel 8.12: Vergleich der mittleren deponierten Energie in Kanälen als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens vom Typ A für α -Teilchen der LET 0,76 keV/ μgcm^{-2} ; 0,961 keV/ μgcm^{-2} und 1,36 keV/ μgcm^{-2} , äquivalenter Durchmesser 18 nm

kenden Nachweiswahrscheinlichkeit sind diese Ergebnisse jedoch als nicht gesichert zu betrachten. Für die äquivalenten Längen 1,8 nm und 4,5 nm läßt sich feststellen, daß das Verhältnis der mittleren deponierten Energien für Bi212- α -Teilchen und Am241- α -Teilchen gleich dem Verhältnis der L_{∞} ist. Dagegen ist das Verhältnis der deponierten Energien von Po212- α -Teilchen zu der von Bi212- und Am241- α -Teilchen deutlich höher. Die Alphateilchen dieses L_{∞} deponieren also verhältnismäßig weniger Energie in dem empfindlichen Volumen. Die Alphateilchen erzeugen einen größeren Anteil schneller Elektronen, die in dem kleinen Volumen keine oder nur wenig Energie deponieren können.

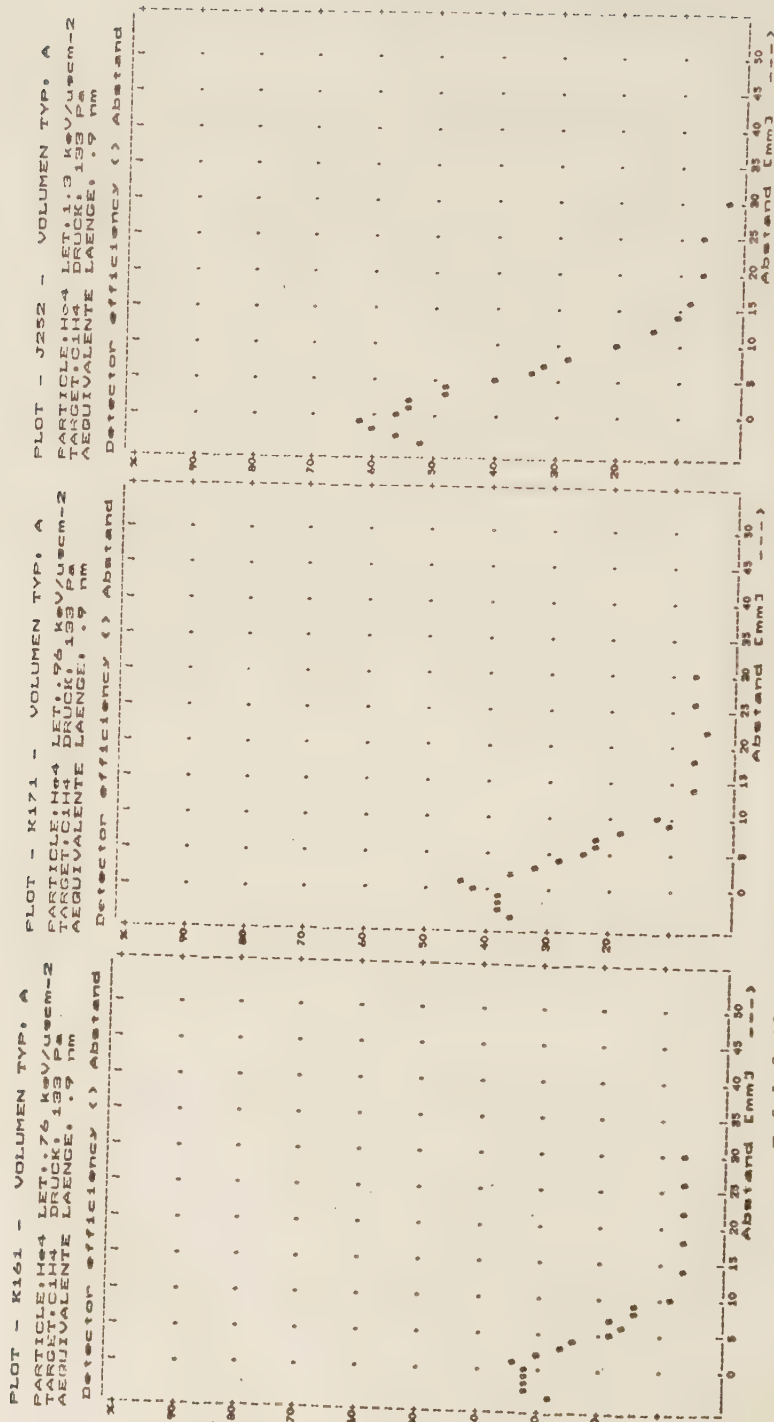
Phänomenologisch ergibt sich folgendes Bild: Für alle drei äquivalenten Längen wird die Verteilung der deponierten Energie mit wachsendem L_{∞} schmaler. Unstetigkeiten im Verlauf der Verteilungen treten besonders bei dem $L_{\infty} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ (Po212) auf. Am wenigsten ausgeprägt sind die Unstetigkeiten im Verlauf der deponierten Energie für den $L_{\infty} = 1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ (Am241).

8.4.2 Nachweiswahrscheinlichkeit (Tafel 8.13 - 8.15)

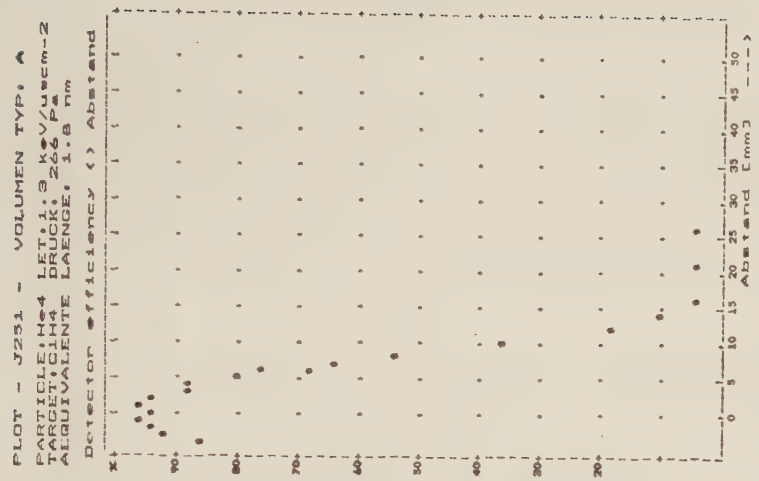
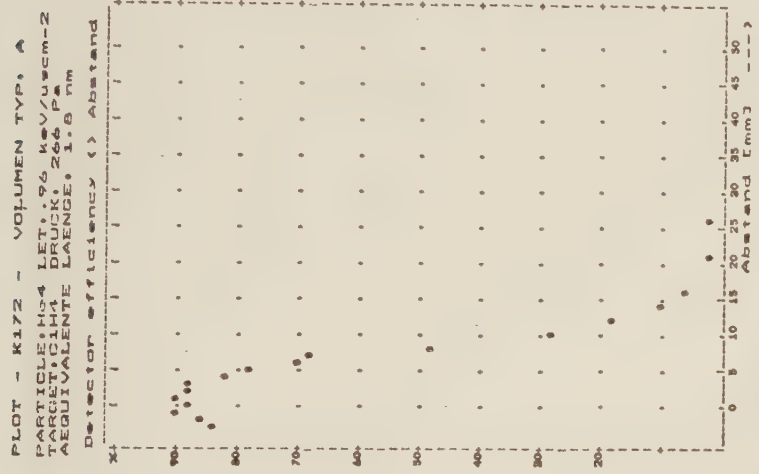
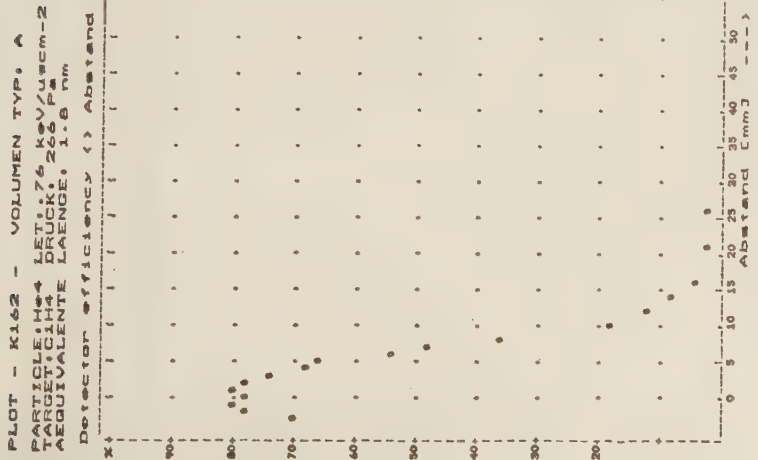
Die maximale Nachweiswahrscheinlichkeit erhalten wir stets bei zentralem Durchgang des Teilchens durch das empfindliche Volumen. Die Werte sind in Tabelle 8.4.2 zusammengestellt.

$L_{\infty} : [\text{keV}/\mu\text{gcm}^{-2}] :$	0,76	0,961	1,36
äquivalenter Durchmesser	Nachweiswahrscheinlichkeit		
3,6 nm	34 %	40 %	58 %
7,2 nm	80 %	90 %	96 %
18 nm	92 %	99 %	99 %

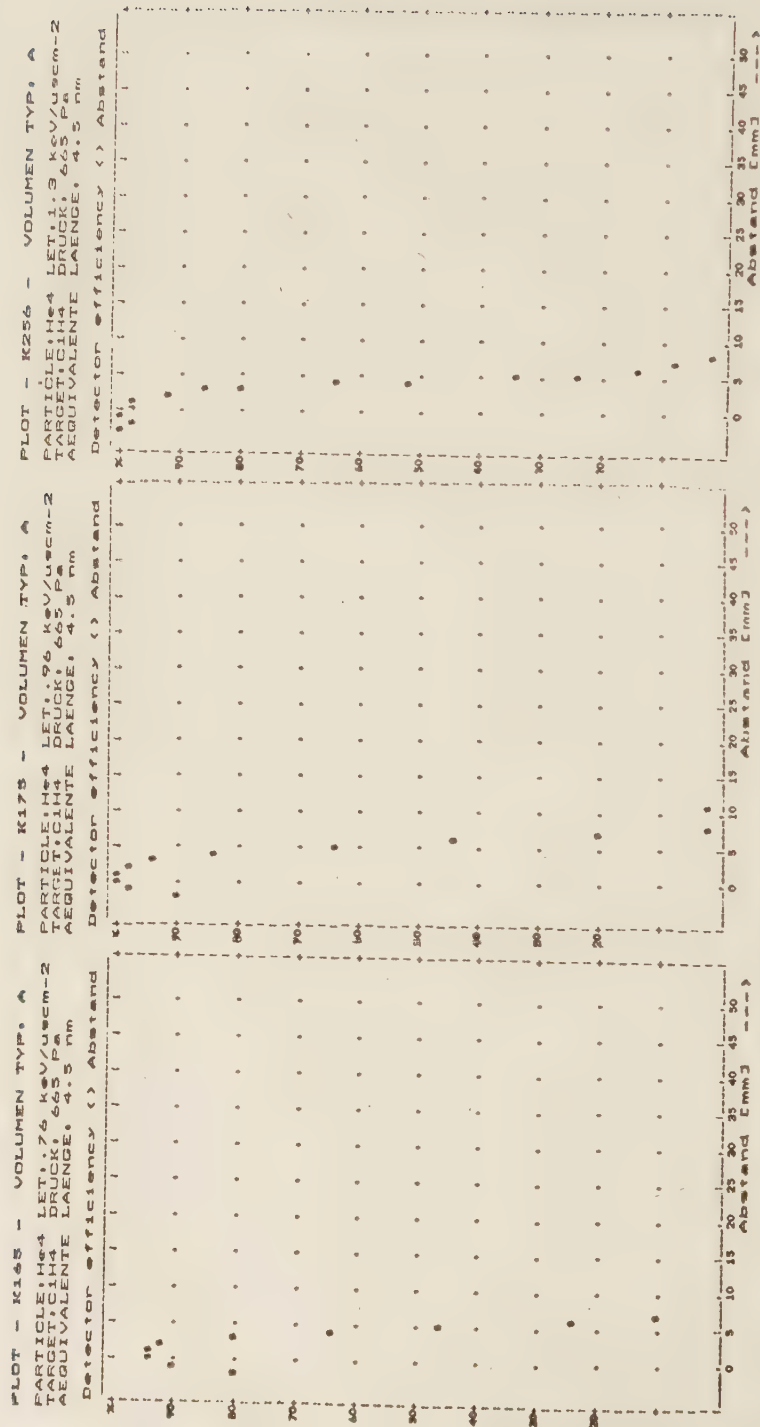
Tabelle 8.4.2: Maximale Nachweiswahrscheinlichkeit bei unterschiedlichem L_{∞} und unterschiedlicher äquivalenter Länge



Tafel 8.13: Nachweiswahrscheinlichkeit in % der Ereignisse am Koinzidenzdetektor als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens von Typ A für α -Teilchen, Vergleich der LET $_{\infty}$ von 0,76, 0,96 und 1,36 keV/ μ secm-2, äquivalenter Durchmesser 3,6 nm



Tafel 8.14: Nachweiswahrscheinlichkeit in % der Ereignisse am Koinzidenzdetektor als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens vom Typ A für α -Teilchen, Vergleich der LET_{∞} von 0,76; 0,96 und 1,36 keV/ μgcm^{-2} , äquivalenter Durchmesser 7,2 nm



Tafel 8.15: Nachweiswahrscheinlichkeit in % der Ereignisse am Koinzidenzdetektor als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens vom Typ A für α-Teilchen, Vergleich der LET von 0,76; 0,96 und 1,36 keV/μsecm⁻², äquivalenter Durchmesser 18 nm

Ausgeprägte Unstetigkeiten im Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit finden wir für ein $L_{\infty} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ (Po212) bei den äquivalenten Durchmessern 3,6 nm und 7,2 nm. Mit höherem L_{∞} verschwinden die Unstetigkeiten ebenso wie bei wachsender äquivalenter Länge.

8.5 Zusammenfassung der Ergebnisse von Messungen am Volumen A

8.5.1 Einfluß der mechanischen Parameter

Neben der äquivalenten Länge, Massenbelegung und der Form des Volumens beeinflussen die beiden Parameter Strahlendurchmesser und Abstand die Ergebnisse. Massenbelegung und äquivalente Länge werden durch Änderung des Druckes eingestellt. Der Strahldurchmesser und der Abstand werden in mm gemessen und sind durch die Mechanik des Versuches gegeben.

Die Bahn eines ionisierenden Teilchens ist von einem "Ionisationsschlauch" umgeben. Die seitliche Ausdehnung dieses "Schlauches" wird durch den "Emissionswinkel" und die Reichweite, d.h. die Energie der erzeugten Elektronen bestimmt. Die Energie- und Winkelverteilung der erzeugten Elektronen hängt von der Energie und Masse des ionisierenden Teilchens ab. Wenn für einen Strahl ionisierender Teilchen ein gewisser Strahldurchmesser gegeben ist, dann liegt um den Strahlquerschnitt, sozusagen als Ring, der "Ionisationsschlauch" herum. Die Ausdehnung des "Ionisationsschlauches" ändert sich linear mit dem Druck, während der mechanisch bestimmte Strahldurchmesser konstant bleibt (Bild 8.5)

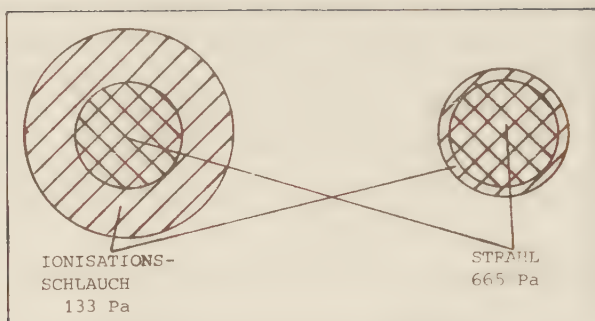


Bild 8.5: Änderung der Ausdehnung des Ionisationsschlauches mit dem Druck bei konstantem Strahldurchmesser

Bei der Auswertung der Ergebnisse muß beachtet werden, daß der Abstand vom empfindlichen Volumen mit Schritten von 0,5 oder 1 mm eingestellt wurde. Da die Größe des empfindlichen Volumens und damit die äquivalente Länge durch die Änderung des Gasdruckes im Rezipienten eingestellt wurde, entspricht jeder 1 mm Schritt bei dem jeweiligen Drucken höchst unterschiedlichen äquivalenten Längen, siehe auch Tabelle 8.5. Bei höherem Druck im Versuch ist nicht nur die tatsächliche zeitliche Ausdehnung des Ionisationsschlauches um die Bahnspur kleiner, die mechanischen Einstellungen bewirken zusätzlich ein im gleichen Maße größeres Raster.

Druck Pa	äquivalenter Durchmesser [nm]	äquivalente Länge für 1 mm [nm]
133	3,6	0,9
266	7,2	1,8
665	18	4,5
1332	36	9

Tabelle 8.5: Tabelle der unterschiedlichen äquivalenten Längen für 1 mm Abstand bei verschiedenen Gasdrucken in Pascal

8.6 Messungen an empfindlichen Volumen der Form B

Das Volumen B unterscheidet sich vom Volumen A in zweifacher Hinsicht:

1. Die Strecke für den zentralen senkrechten Durchgang der Alphateilchen ist im Verhältnis 5 zu 4 länger und damit auch die äquivalenten Durchmesser.
2. Die seitliche Ausdehnung ist im Verhältnis 10 zu 4 größer.

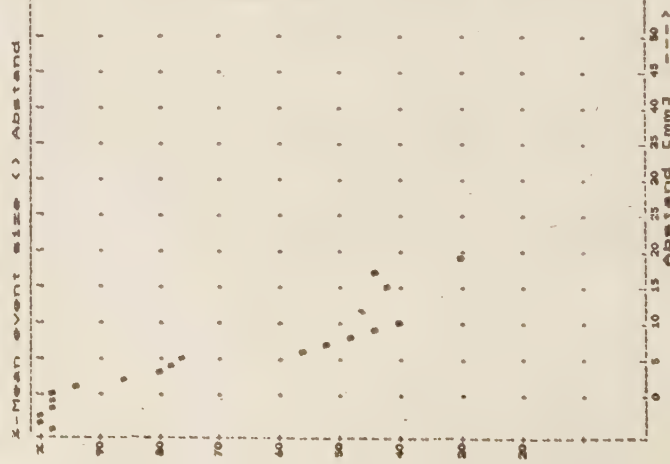
In den Tabellen 8.16 bis 8.20 sind jeweils die Meßergebnisse für unterschiedliche äquivalente Längen zusammengefaßt.

8.6.1 Relative mittlere deponierte Energie

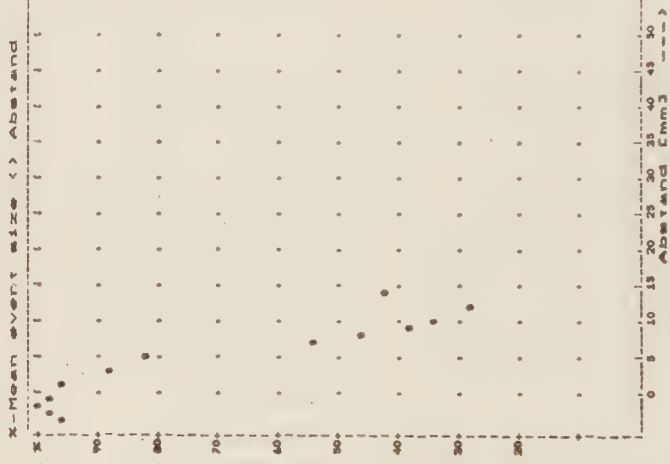
$$L_{\infty} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2} \text{ (Tafel 8.16)}$$

Für α -Teilchen mit dem $L_{\infty} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ erkennt man eine deutliche "Feinstruktur" der Verteilung der deponierten Energie als Funktion des Abstandes. Diese Struktur ist umso ausgeprägter, je geringer die äquivalente Länge ist. Die Messungen bei dem äquivalenten Durchmesser 4,5 nm zeigen die Struktur am deutlichsten. Wir haben eine maximale Energiedeposition bei zentralem Durchgang des α -Teilchens durch das Volumen. Bei Abweichungen von 1 mm aus der zentralen Strahllage fällt die mittlere deponierte Energie deutlich ab. Eine zusätzliche "Feinstruktur" ist der Verteilung bei ca. 5 mm und 10 mm Abstand aufgeprägt. Auch an α -Teilchen, die in größerer Entfernung (25 mm Abstand) am empfindlichen Volumen vorbeifliegen, können noch bis zu 40 % der maximalen Energie im Volumen selber deponiert werden. Bei den äquivalenten Durchmessern 22,5 mm, 45 mm und 90 mm liegt diese Größe zwischen 20 % und 30 %.

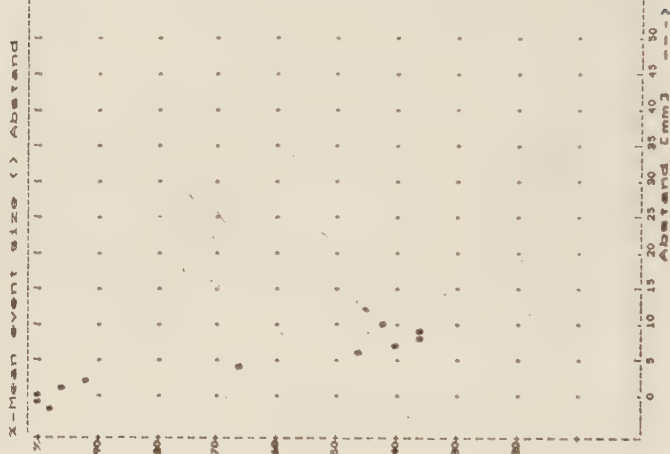
PLOT - K151 - VOLUMEN TYP: B
 PARTICLE: H₂O LET: 76 keV/uscm-2
 TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 9 nm



PLOT - K155 - VOLUMEN TYP: B
 PARTICLE: H₂O LET: 76 keV/uscm-2
 TARGET: C1H4 DRUCK: 565 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 4,5 nm



PLOT - K157 - VOLUMEN TYP: B
 PARTICLE: H₂O LET: 76 keV/uscm-2
 TARGET: C1H4 DRUCK: 1330 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 9 nm



Tafel 8.16: Mittlere deponierte Energie in % der maximalen deponierten Energie als Funktion des Abstandes vom Tand des Volumens Typ B für α -Teilchen der $L_{90} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$, äquivalenter Durchmesser: 4,5 nm, 22,5 nm, 45 nm



Tafel 8.17: Mittlere deponierte Energie in % der maximalen Energie als Funktion des Abstandes vom Rand des Volumens Typ B für α-Teilchen der $L_{00} = 1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$, äquivalenter Durchmesser: 4,5 nm, 9 nm, 22,5 nm

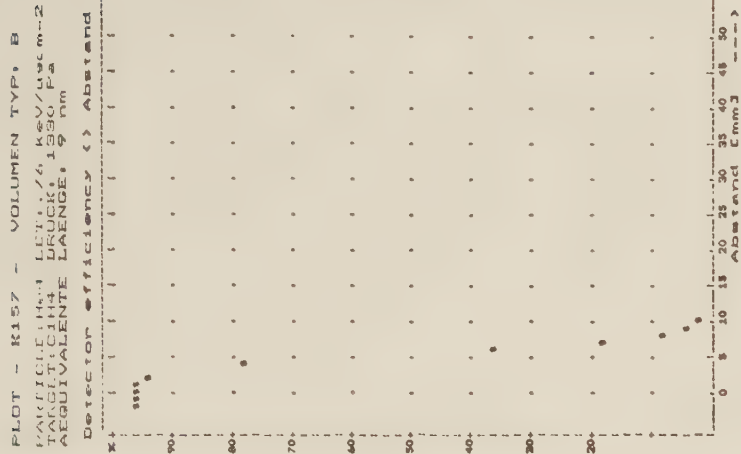
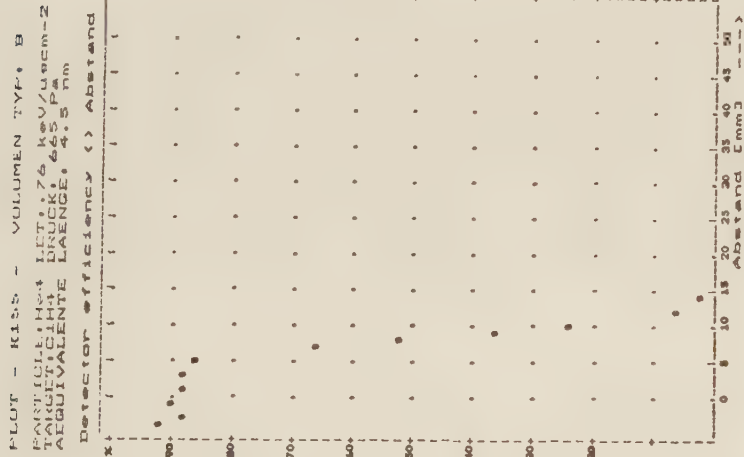
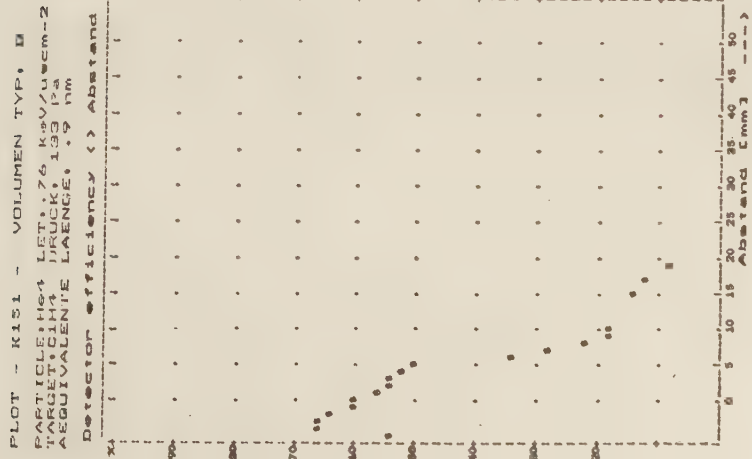
$$L_{\infty} = 1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2} \text{ (Tafel 8.17)}$$

Die Verteilung für α -Teilchen mit einem L_{∞} von $1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ zeigen keine so ausgeprägte Struktur. Auch hier sinkt allerdings die deponierte Energie nicht steil auf Null beim Austreten des Strahls aus dem empfindlichen Volumen. Die von entfernten Ereignissen deponierte Energie kann zwischen 10 % und 20 % im Falle des äquivalenten Durchmessers $4,5 \text{ nm}$ betragen. Mit steigender äquivalenter Länge sinkt dieser Wert. Das Maximum der deponierten Energie ist schmaler als die seitliche Ausdehnung des empfindlichen Volumens.

8.6.2 Nachweiswahrscheinlichkeit

$$L_{\infty} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2} \text{ (Tafel 8.18)}$$

In dem Volumen mit dem äquivalenten Durchmesser $4,5 \text{ nm}$ erzeugen bei zentralem Durchgang 66 % der Alpha-Teilchen ein meßbares Ereignis. Diese Nachweiswahrscheinlichkeit nimmt mit dem Abstand der Strahlmitte vom Zentrum des Volumens ab. Man erkennt eine ausgeprägte Struktur in der Verteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit dem Abstand. Erst bei einem Abstand von 15 mm vom Rand des empfindlichen Volumens sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit unter 10 %, ist aber dort nicht Null. Für das Volumen mit dem äquivalenten Durchmesser $22,5 \text{ nm}$ erkennt man ein ausgeprägtes Plateau von etwa 90 % Nachweiswahrscheinlichkeit über eine größere Breite hinweg, als der seitlichen Ausdehnung des Volumens entspricht. Auch für dieses Volumen kann man in der Verteilung noch eine "Feinstruktur" erkennen. Die Verteilung für die Volumina mit den äquivalenten Längen 45 nm und 90 nm weisen eine Nachweiswahrscheinlichkeit von über 90 % bei Durchgang des Teilchens durch das Volumen auf. Gleichzeitig fällt die Nachweiswahrscheinlichkeit mit dem Abstand des Teilchendurchgangs vom Zentrum steil ab. Eine ausgeprägte "Feinstruktur" ist nicht erkennbar.



Tafel 8.18: Detektornachweiswahrscheinlichkeit in % der Ereignisse am Koinzidenzdetektor als Funktion des Abstandes vom Rand des Volumens Typ B für α -Teilchen der $L_{00} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$, äquivalenter Durchmesser: 4,5 nm, 22,5 nm, 45 nm

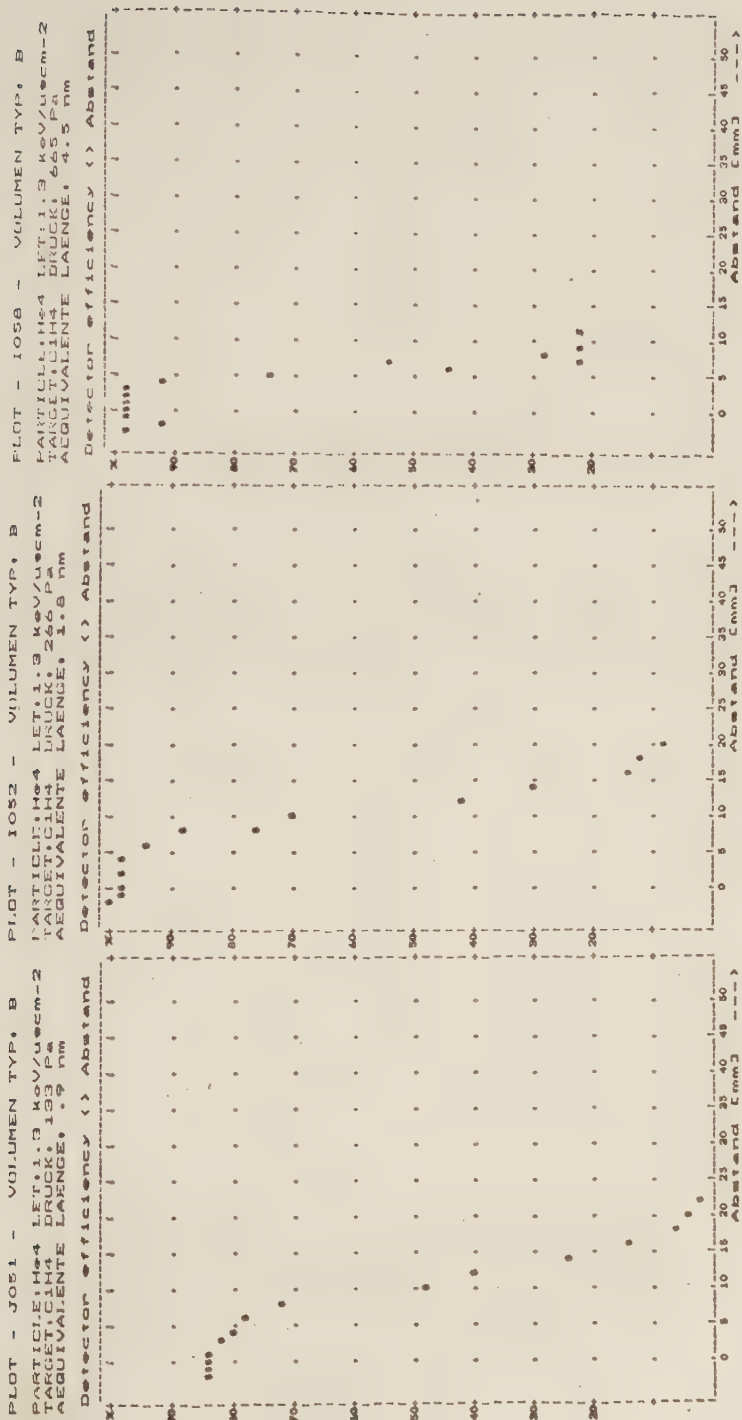
$$L_{\infty} = 1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2} \text{ (Tafel 8.19)}$$

Bei zentralem Durchgang erzeugen im Volumen mit dem äquivalenten Durchmesser 4,5 nm 84 % der Teilchen eine meßbare Energiedeposition. Man erkennt eine deutliche Struktur im Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit mit dem Abstand. Bei Teilchendurchgängen, die weiter als 20 nm vom Rand des empfindlichen Volumens entfernt sind, sinkt die Nachweiswahrscheinlichkeit unter 1 %. Im Volumen mit dem äquivalenten Durchmesser 9 nm erreicht die Nachweiswahrscheinlichkeit 98 %. Auch bei dieser äquivalenten Länge ist die "Feinstruktur" in der Verteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit dem Abstand deutlich zu sehen.

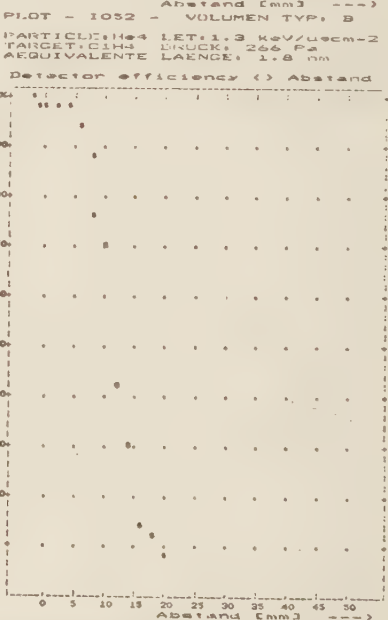
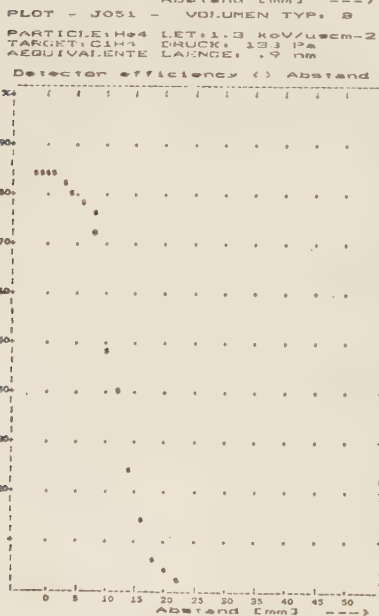
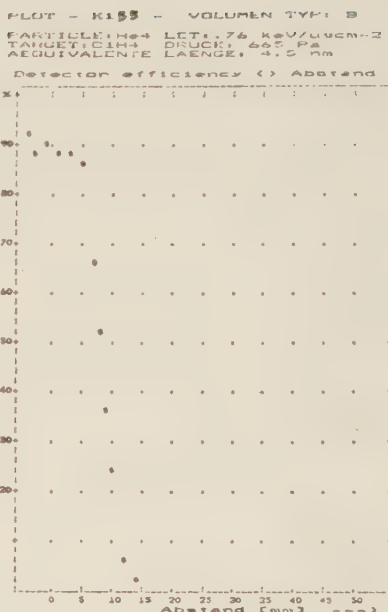
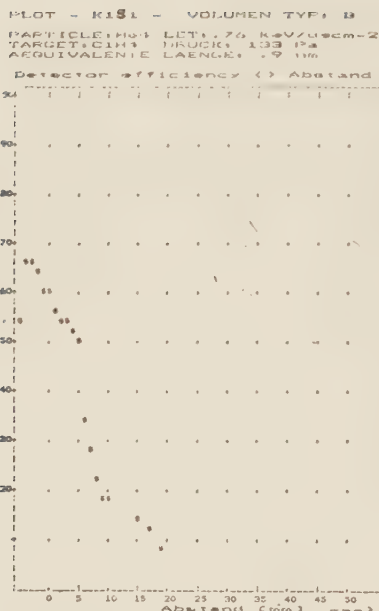
Die Messungen am Volumen der äquivalenten Länge 22,5 nm zeigen eine maximale Nachweiswahrscheinlichkeit mit ausgeprägtem Plateau für Teilchendurchgänge im Volumen und einem steilen Abfall mit steigendem Abstand vom Zentrum des Volumens. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich bei den Messungen an den Volumina der äquivalenten Längen 45 nm und 90 nm. Für Teilchendurchgänge in Abständen von mehr als 10 nm vom Zentrum des Volumens wird die Nachweiswahrscheinlichkeit kleiner als 1 %.

8.6.3 Zusammenfassung der Ergebnisse aus Messungen am Volumen der Form B

Die Ergebnisse zur Messung der Nachweiswahrscheinlichkeit sind in Tabelle 8.6.3 aufgelistet. Es werden die maximalen Nachweiswahrscheinlichkeiten bei zentralem Teilchendurchgang verglichen.



Tafel 8.19: Detektornachweiswahrscheinlichkeit in % der Ereignisse am Koinzidenzdetektor als Funktion des Abstandes vom Rand des Volumens Typ B für α -Teilchen der $L_{0\alpha} = 1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$, äquivalenter Durchmesser: 4,5 nm, 9 nm, 22,5 nm



Tafel 8.20: Vergleich der Detektornachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens Typ B für α -Teilchen des $L_{\infty} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ und $1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$, äquivalenter Durchmesser: 4,5 nm und 22,5 nm

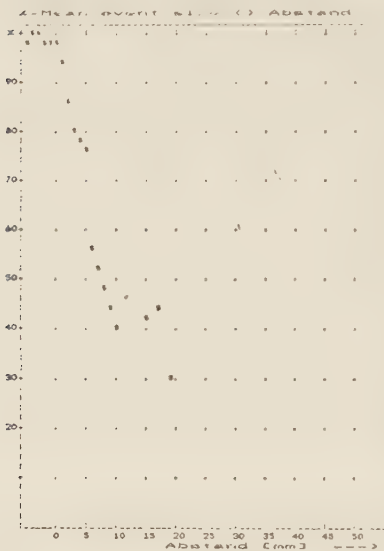
L_{∞} [keV/ μgcm^{-2}]:	0,76	1,36
äquivalenter Durchmesser	Nachweiswahrscheinlichkeit	
4,5 nm	66 %	84 %
9 nm		98 %
22,5 nm	92 %	98 %
45 nm	96 %	100 %
90 nm	96 %	98 %

Tabelle 8.6.3: Maximale Nachweiswahrscheinlichkeiten bei unterschiedlichem L_{∞} und unterschiedlicher äquivalenter Länge

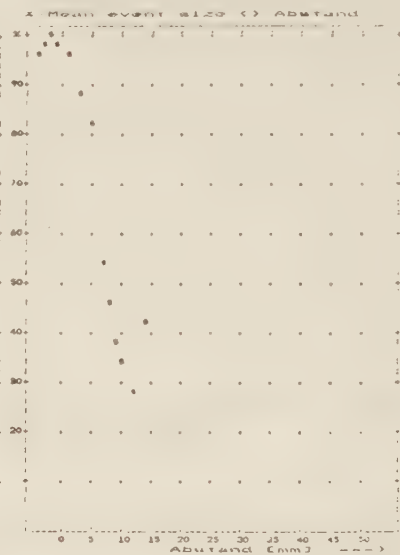
Beim kleinsten äquivalenten Durchmesser (4,5 nm) erzeugen nicht mehr alle Teilchendurchgänge eine meßbare Energiedeposition. Normale Nachweiswahrscheinlichkeit von über 95 % wird erst ab größeren Durchmessern 9 nm bei höherem L_{∞} und 45 nm bei niedrigerem L_{∞} erreicht.

Für einen L_{∞} von 1,36 keV/ μgcm^{-2} läßt sich feststellen, daß die "Feinstruktur" in der Verteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit nicht der für die mittlere deponierte Energie entspricht. Während die Nachweiswahrscheinlichkeit etwa über die Breite des empfindlichen Volumens konstant bleibt, sinkt die mittlere deponierte Energie bei Abweichungen vom zentralen Durchgang schnell ab. Die "Unstetigkeiten" im Verlauf zeigen sich bei unterschiedlichen Abständen vom Nullpunkt. Für die äquivalenten Durchmesser 4,5 nm, 45 nm und 90 nm wurden die Messungen so weit durchgeführt, daß sich für große Entfernungen ein Wiederanstieg der mittleren deponierten Energie zeigt. Ein Vergleich mit der Verteilung der Nachweiswahrscheinlichkeit zeigt aber, daß die zugehörige Nachweiswahrscheinlichkeit deutlich unter 0,5 % liegt (siehe Abschnitt 9). Unter den Messungen mit den α -Teilchen der $L_{\infty} = 0,76$ keV/ μgcm^{-2} nehmen jene bei einem äquivalenten Durchmesser von 4,5 nm eine Sonderstellung ein. Die

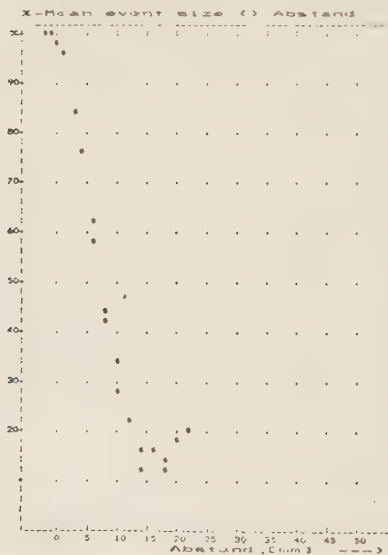
PLOT - K151 - VOLUMEN TYP: B
 PARTICLE: He⁺ LET: 1.76 keV/μgcm⁻²
 TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 1.9 nm



PLOT - K155 - VOLUMEN TYP: B
 PARTICLE: He⁺ LET: 1.76 keV/μgcm⁻²
 TARGET: C1H4 DRUCK: 665 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 4.5 nm



PLOT - J051 - VOLUMEN TYP: B
 PARTICLE: He⁺ LET: 1.3 keV/μgcm⁻²
 TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 1.9 nm



PLOT - I052 - VOLUMEN TYP: B
 PARTICLE: He⁺ LET: 1.3 keV/μgcm⁻²
 TARGET: C1H4 DRUCK: 266 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 1.8 nm



Tafel 8.27: Vergleich der mittleren deponierten Energie in % der maximalen deponierten Energie als Funktion des Abstandes vom Zentrum des Volumens Typ B für α -Teilchen des $L_{\infty} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ und $1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$, äquivalenter Durchmesser: 4,5 nm und 22,5 nm

Nachweiswahrscheinlichkeit ist hier kleiner als 66 %. Die Struktur der Verteilung ist besonders ausgeprägt, sowohl für die Nachweiswahrscheinlichkeit als auch für die mittlere deponierte Energie. Das "Plateau" in der Umgebung des Ortes des zentralen Teilchendurchgangs ist im Fall der mittleren deponierten Energie deutlicher als im Fall der Nachweiswahrscheinlichkeit. In 8 mm Abstand vom Zentrum zeigen beide Verteilungen einen sprunghaften Abfall. Dagegen geht ein Wiederanstieg der mittleren deponierten Energie in 13 mm Abstand vom Zentrum einher mit einem weiteren aber "sanfteren" Abfall der Nachweiswahrscheinlichkeit.

Auch für den äquivalenten Durchmesser 22,5 nm erkennt man in 8 mm Abstand vom Zentrum des Volumens einen plötzlichen steilen Abfall in der Größe der mittleren deponierten Energie und der Nachweiswahrscheinlichkeit.

L_{α} keV/ μgcm^{-2}	1,36	0,961	0,76	äquivalenter Abstand
Druck: 133 Pa	äquivalenter Durchmesser 3,6 nm			[nm]

Abstand zentral		21,7 %	22,9 %	20 %	
bis 3 mm	35 %	33 %	31 %	2,7	
6 mm	21 %	20 %	15 %	5,4	
9 mm	11 %	7 %	11 %	8,1	
12 mm	5 %	4 %	5,5 %	10,8	
18 mm	2,4 %	3 %	4,4 %	16,2	
22 mm	1 %	2 %	6 %	19,8	
27 mm	1 %	3 %	2 %	24,0	
31 mm	0,8 %	3 %	3 %	28	

Druck: 266 Pa äquivalenter Durchmesser 7,2 nm

zentral	29 %	25 %	25,5 %	
Abstand bis 3 mm	45 %	42 %	43 %	3,24
6 mm	20 %	23 %	23 %	10,8
9 mm	6 %	5 %	4,6 %	16,2
13 mm	1 %	2,5 %	2,2 %	23,4
16 mm	0,4 %	1 %	0,7 %	28,8
22 mm	0,4 %	0,3 %	0,3 %	37,8
26 mm	0,2 %	0,2 %	0,3 %	46,8

Druck: 665 Pa äquivalenter Durchmesser 18 nm

zentral	44 %	46 %	50 %	
Abstand bis 3 mm	50 %	48 %	45 %	13,5
" 6 mm	6 %	5,5 %	4,4 %	27,0
" 9 mm	0,26 %	0,5 %	0,4 %	40,5

Tabelle 9.1: Übersicht über den Anteil der Energie, der in einem Volumen von Typ A von α -Teilchen auch von außerhalb des Volumens deponiert wird, in Abhängigkeit vom Durchmesser des Volumens

9. ÜBERSICHT UND DISKUSSION DER ERGEBNISSE

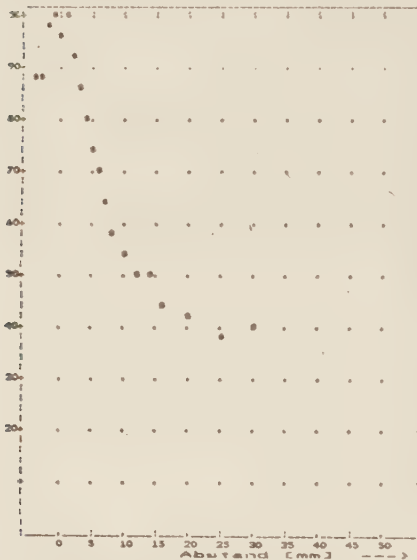
Die vorgelegten Messungen zur Energiedeposition von α -Teilchen in Volumina mit äquivalenten Durchmessern im Nanometerbereich bieten Unterlagen für Aussagen zur Untersuchung der Bahnstruktur von geladenen Teilchen in Materie und auf dem Gebiet der Nanodosimetrie und damit die Grundlagen der biologischen Wirkung von Strahlung.

Die Bahnstruktur kann mit der vorliegenden Versuchsanordnung über die Feinstruktur der Abstandsfunktionen von deponierter Energie und Nachweiswahrscheinlichkeit untersucht werden. Die nanodosimetrischen Untersuchungen bestehen in der Auswertung der Anteile der deponierten Energie.

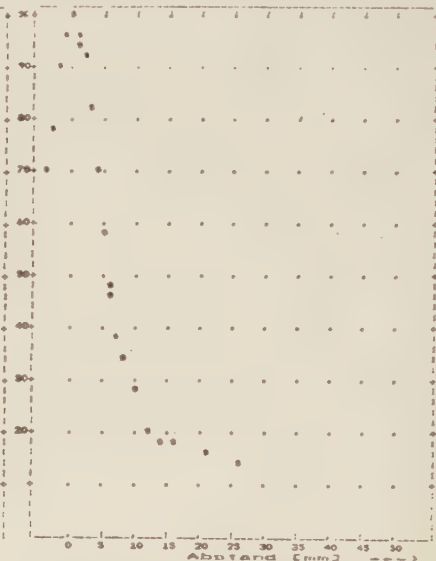
9.1 Die Bahnstruktur und die Ausdehnung des Ionisations-schlauches um die Bahn eines geladenen Teilchens

Die Bahn eines geladenen Teilchens wird unterteilt in die Kernspur mit hoher Ionisationsdichte und den Außenbereich mit geringerer Ionisationsdichte (siehe Bild 7.1). Die Grenze zwischen beiden Bereichen ist unterschiedlich definiert. Folgt man dem LET-Konzept so wird der Radius der Kernspur gegeben durch die Wahl der Abschneide-Energie Δ . In jedem Fall muß die Grenze der Kernspur gegeben sein durch einen deutlichen Abfall der Energiedichte um die Spur herum. Diese muß sich in den Versuchen in einer "Feinstruktur" der Abstandsfunktionen der deponierten Energie ausdrücken. Zum Auffinden einer solchen Struktur werden, die Ergebnisse der Messungen am Volumen des Typs A mit denen am Typ B verglichen. Aufgrund ihrer unterschiedlichen Ausdehnung und der unterschiedlichen Masse der beiden Volumina sind die Meßergebnisse auch bei gleicher äquivalenter Länge unterschiedlich.

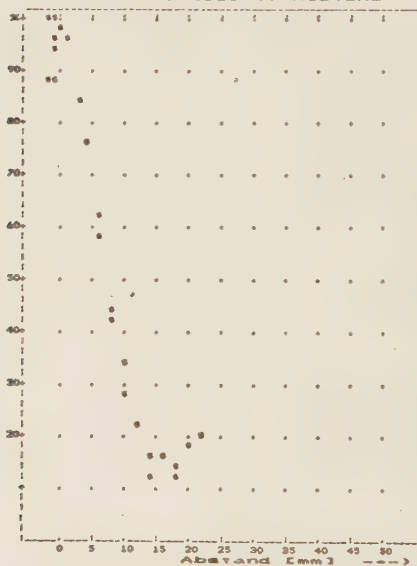
PLOT - J252 - VOLUMEN TYP: A
 PARTICLE: He4 LET: 1.3 keV/μcm-2
 TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 0.9 nm
 X-Mean event size () Abstand



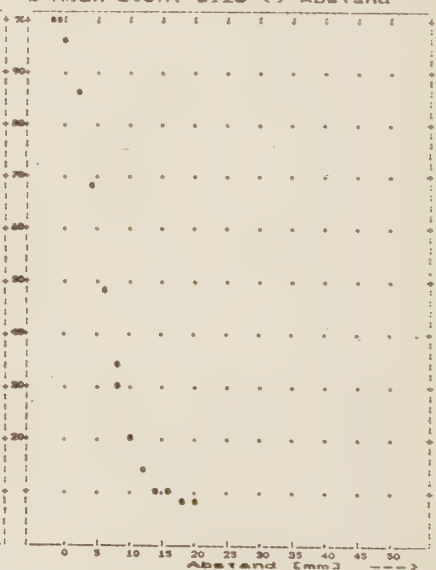
PLOT - J251 - VOLUMEN TYP: A
 PARTICLE: He4 LET: 1.3 keV/μcm-2
 TARGET: C1H4 DRUCK: 266 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 1.8 nm
 X-Mean event size () Abstand



PLOT - J051 - VOLUMEN TYP: B
 PARTICLE: He4 LET: 1.3 keV/μcm-2
 TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 0.9 nm
 X-Mean event size () Abstand



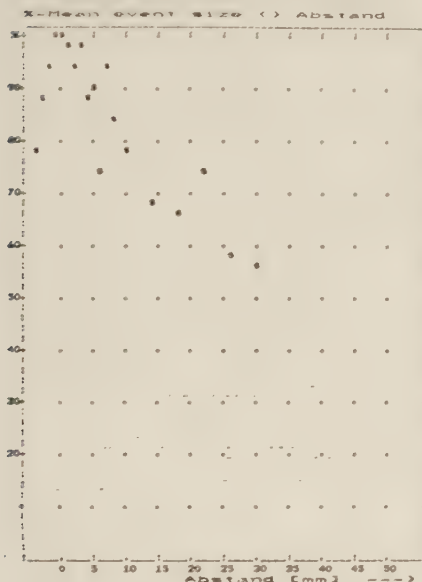
PLOT - J052 - VOLUMEN TYP: B
 PARTICLE: He4 LET: 1.3 keV/μcm-2
 TARGET: C1H4 DRUCK: 266 Pa
 ÄQUIVALENTE LAENGE: 1.8 nm
 X-Mean event size () Abstand



Tafel 9.1: Vergleich der mittleren deponierten Energie für α -Teilchen mit $L_{00} = 1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ im Volumen Typ A und Typ B

PLOT - K161 - VOLUMEN TYP: A

PARTICLE: He4 LET: 0,76 keV/ μgcm^{-2}
TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
AEGUIVALENTE LAENGE: 0,9 nm



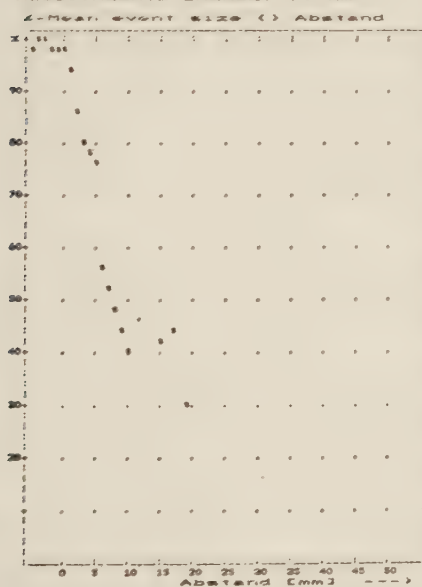
PLOT - K165 - VOLUMEN TYP: A

PARTICLE: He4 LET: 0,76 keV/ μgcm^{-2}
TARGET: C1H4 DRUCK: 665 Pa
AEGUIVALENTE LAENGE: 4,5 nm



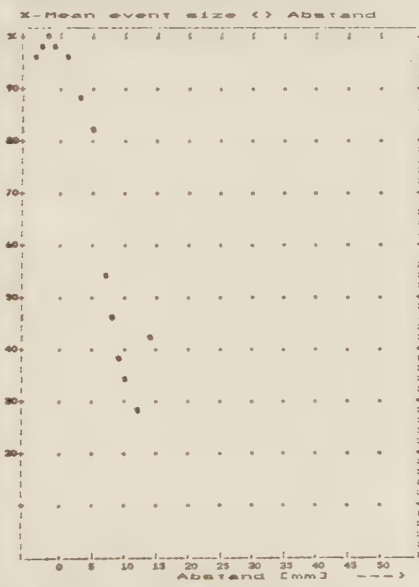
PLOT - K151 - VOLUMEN TYP: B

PARTICLE: He4 LET: 0,76 keV/ μgcm^{-2}
TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
AEGUIVALENTE LAENGE: 0,9 nm



PLOT - K155 - VOLUMEN TYP: B

PARTICLE: He4 LET: 0,76 keV/ μgcm^{-2}
TARGET: C1H4 DRUCK: 665 Pa
AEGUIVALENTE LAENGE: 4,5 nm



Tafel 9.2: Vergleich der mittleren deponierten Energie für α -Teilchen mit $L_{00} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ im Volumen Typ A und Typ B

Mittlere deponierte Energie

Bei den Messungen der mittleren deponierten Energie erkennt man zwei Arten von Struktur

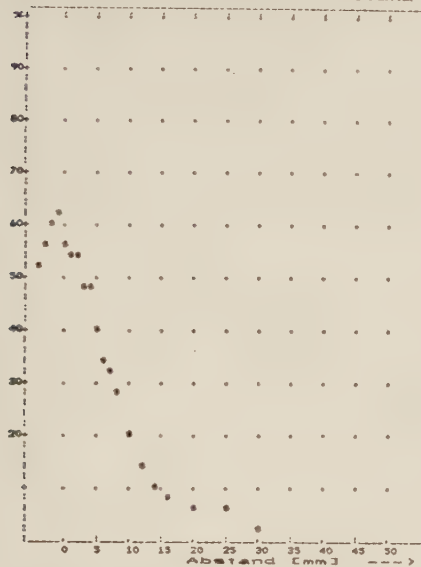
- ° Die mittlere deponierte Energie der gemessenen Spektren geht auch für größere Abstände nicht gegen Null, sondern steigt bei einigen Meßreihen nach Durchlaufen eines Minimums in großer Entfernung sogar wieder an. Das Minimum der mittleren Energie liegt für das Volumen Typ A näher am Volumen als für das Volumen Typ B, unabhängig vom betrachteten Linearen Energie Transfer. Die Lage des Minimums ändert sich mit dem Druck (der äquivalenten Länge). Bis zu einem äquivalenten Durchmesser von 9 nm rückt es näher an den Rand des empfindlichen Volumens. Ab diesem Druck bleibt es konstant in ca. 3 bis 4 mm Abstand. Dieser Abstand entspricht dem Strahldurchmesser, das heißt, daß wir es hier mit einem kombinierten Effekt der Auswirkung des Strahldurchmessers und dem Durchmesser des "Ionisations-schlauches" um die Bahnspur eines α -Teilchens zu tun haben. Für Aussagen über die Ausdehnung dieses "Ionisationsschlauches" und damit Aussagen über den begrenzten Linearen Energie Transfer L_{Δ} sind nur die Messungen zwischen 133 Pa und 665 Pa geeignet. Die äquivalenten Längen und damit das Auflösungsvermögen des Versuchs betragen bei diesen Drucken 0,9 nm bis 4,5 nm.

- ° Die Unstetigkeiten im Verlauf der Verteilung der mittleren deponierten Energie gegen den Abstand bieten eine Möglichkeit, Aussagen über eine eventuelle Struktur im "Ionisations-schlauch", um die Bahn eines α -Teilchens zu gewinnen. Zumindest sind Abschätzungen darüber möglich, welcher Anteil der abgegebenen Energie bis zu einer vorgewählten Entfernung vom Strahlzentrum deponiert wird. Mit steigendem Druck (steigender äquivalenter Länge) wird die "Feinstruktur" im Verlauf der mittleren deponierten Energie immer weniger ausgeprägt. Oberhalb vom 665 Pa (äquivalente Länge 4,5 nm) sind diese feinen Strukturen mit dem vorgegebenen Teilchenstrahl nicht meßbar.

PLOT - J252 - VOLUMEN TYP: A

PARTICLE: He-4 LET: 1.3 keV/μgcm-2
TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
ÄQUIVALENTE LÄENGE: .9 nm

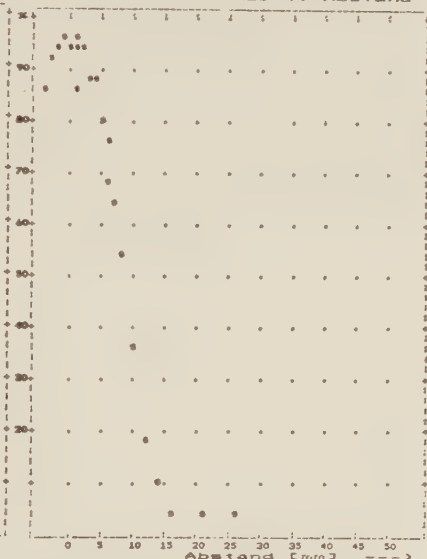
Detector efficiency () Abstand



PLOT - J251 - VOLUMEN TYP: A

PARTICLE: He-4 LET: 1.3 keV/μgcm-2
TARGET: C1H4 DRUCK: 266 Pa
ÄQUIVALENTE LÄENGE: 1.8 nm

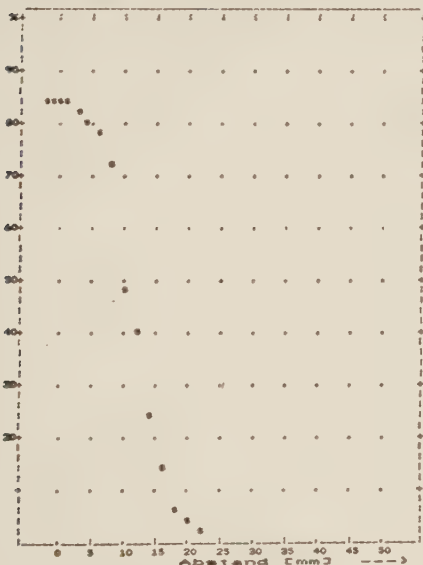
Detector efficiency () Abstand



PLOT - J051 - VOLUMEN TYP: B

PARTICLE: He-4 LET: 1.3 keV/μgcm-2
TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
ÄQUIVALENTE LÄENGE: .9 nm

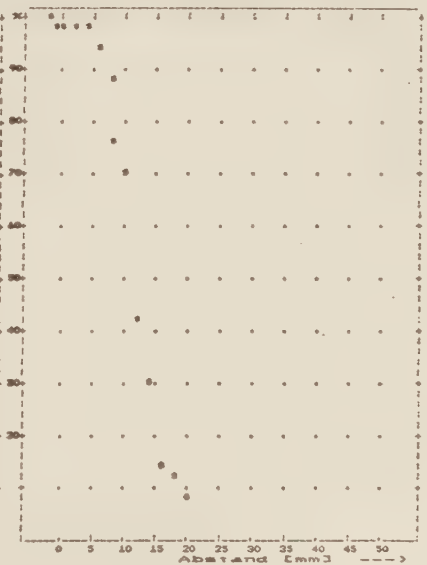
Detector efficiency () Abstand



PLOT - I052 - VOLUMEN TYP: B

PARTICLE: He-4 LET: 1.3 keV/μgcm-2
TARGET: C1H4 DRUCK: 266 Pa
ÄQUIVALENTE LÄENGE: 1.8 nm

Detector efficiency () Abstand

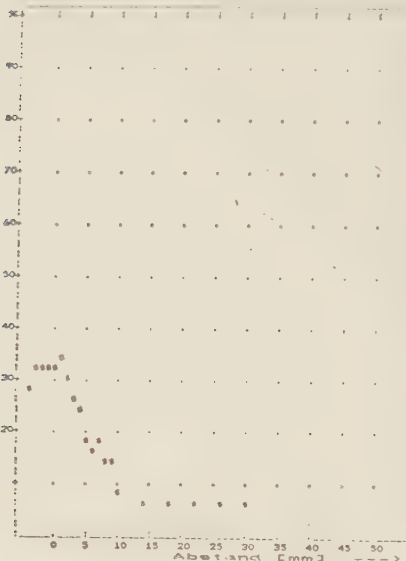


Tafel 9.3: Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeit für α -Teilchen mit $L_{00} = 1,36 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ im Volumen Typ A und Typ B

PLOT - K161 - VOLUMEN TYP: A

PARTICLE: He4 LET: .76 keV/μcm-2
TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
ÄQUIVALENTE LAENGE: .9 nm

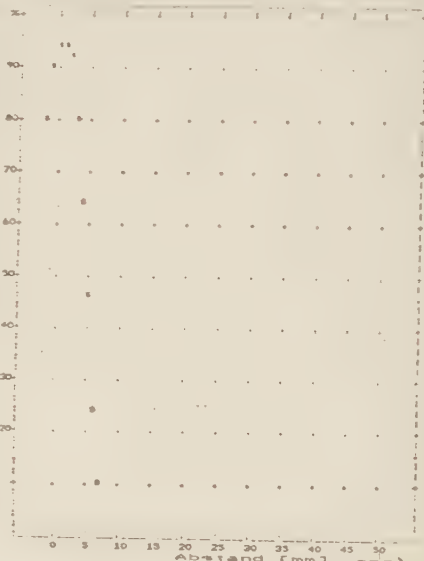
Detector efficiency () Abstand



PLOT - K165 - VOLUMEN TYP: A

PARTICLE: He4 LET: .76 keV/μcm-2
TARGET: C1H4 DRUCK: 665 Pa
ÄQUIVALENTE LAENGE: 4.5 nm

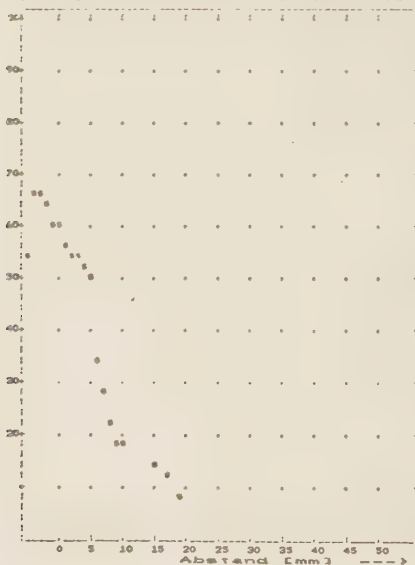
Detector efficiency () Abstand



PLOT - K151 - VOLUMEN TYP: B

PARTICLE: He4 LET: .76 keV/μcm-2
TARGET: C1H4 DRUCK: 133 Pa
ÄQUIVALENTE LAENGE: .9 nm

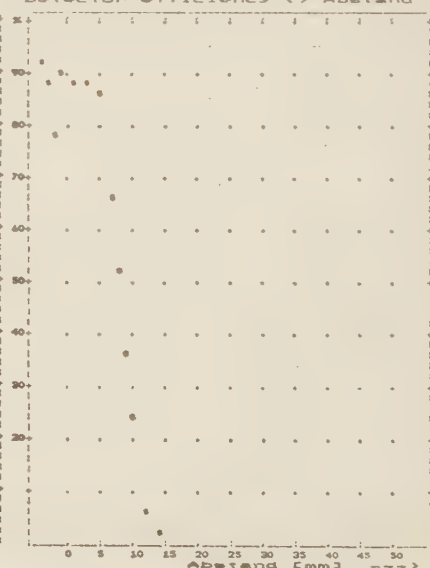
Detector efficiency () Abstand



PLOT - K155 - VOLUMEN TYP: B

PARTICLE: He4 LET: .76 keV/μcm-2
TARGET: C1H4 DRUCK: 665 Pa
ÄQUIVALENTE LAENGE: 4.5 nm

Detector efficiency () Abstand



Tafel 9.4: Vergleich der Nachweiswahrscheinlichkeiten für α -Teilchen mit $L_{\alpha} = 0,76 \text{ keV}/\mu\text{gcm}^{-2}$ im Volumen Typ A und Typ B

Bei beiden Volumina läßt sich bei 133 Pa eine "Feinstruktur in ca. 4 nm Abstand vom Zentrum des Volumens (Typ A) bzw. vom Rand des Volumens beim Typ B beobachten, die ca. 2 bis 3 nm, also ca. 2 bis 3 nm breit ist. Diese Entfernung entspricht etwa dem Fall, bei dem der ausgeblendete Strahl gerade an dem Volumen vorbeifliegt. Damit ergäbe sich für den Radius des inneren Kerns der Bahnstruktur eine Größe zwischen 2 und 3 nm.

Nachweiswahrscheinlichkeit

° Die Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion des Abstandes verläuft nicht in allen Fällen parallel zur Funktion der mittleren deponierten Energie. Sie zeigt für beide Volumina kein ausgeprägtes Minimum für eine bestimmte Entfernung vom empfindlichen Volumen. Vielmehr geht sie mit steigendem Abstand mehr oder weniger stetig gegen Null. Eine Ausnahme bilden die Volumina mit kleiner äquivalenter Länge von 0,9 nm und 1,8 nm (Beispiele Bild 9.3 und Bild 9.4). In diesen Fällen bleibt die Nachweiswahrscheinlichkeit auch in größerem Abstand (15 - 25 mm) zwischen 1 % und 10 % und fällt nur flach ab.

Eine "Feinstruktur" im Verlauf der Nachweiswahrscheinlichkeit ist für beide Typen von Volumen nur für die äquivalenten Längen 0,9 nm und 1,8 nm deutlich zu erkennen. Sie zeigt sich zwischen 5 und 10 mm Abstand vom Zentrum des Volumens (Beispiel Bild 9.3 und Bild 9.4).

Die Bahnstruktur der α -Teilchen der betrachteten Energie 8,77 MeV, 6,05 MeV und 4,05 MeV ist durch eine Region hoher Ionisationsdichte mit einer Ausdehnung im Nanometerbereich etwa bis zu 3 nm um den Weg des α -Teilchens herum gekennzeichnet. Die Entfernung, in der noch Ionisierungsenergie deponiert wird, erstreckt sich mindestens bis zu 30 nm. Einzelne Stoßelektronen können auch über größere Entfernungen noch merklich Energie deponieren. Ihre Häufigkeit bezüglich der betrachteten empfindlichen Volumina ist aber gering (unter 0,5 %).

9.2 Nanodosimetrie

Die nanodosimetrische Aussage besteht in dem vorliegenden Experiment darin, Verhältnisse für die deponierte Energie anzugeben. Die Messung des Depositions-Spektrums für ein zentral passierendes Teilchen führt bei Dimensionen im Nanometerbereich auch bei Faltung mit Weglängenverteilungen nicht mehr zu mikrodosimetrisch benutzbaren Aussagen. Ein wesentlicher Teil der Energie wird von Teilchen deponiert, die entfernt am Volumen vorbeifliegen. Die Beiträge dieser Ereignisse sind in den Weglängenverteilungen für mikrodosimetrische Volumina nicht enthalten. Tabelle 9.1 gibt eine Übersicht, wie sich die Anteile der deponierten Energie zusammensetzen. Normiert wurde auf die gesamte im Volumen deponierte Energie über die gemessenen Abstände.

Betrachtet man die DNA mit ca. 1,2 nm Durchmesser als Target für Strahlenschäden, so stellt man fest, daß ein durchfliegendes α -Teilchen bis zu 80 % der betrachteten Energie in der 10 nm Umgebung des Targets deponiert. Bei der Entwicklung von Modellen zur biologischen Wirkung von Strahlen auf molekularer Basis wird dieses Ergebnis ein wesentlicher Faktor sein. Zusätzlich muß der Beitrag von höherenergetischen sekundären Elektronen berücksichtigt werden. Ihre Treffwahrscheinlichkeit ist zwar gering, sie können aber über Entfernungen von 100 nm ein Einzelergebnis im empfindlichen Volumen erzeugen.

LITERATURVERZEICHNIS

- /BAR-62/ Barendsen, G.W.:
Dose-Survival Curves of Human Cells in Tissue Culture
Irradiated with alpha, beta, 20-kV X- and 200 kV
X-Radiation
Nature 193 (1962)1153
- /BAR-64/ Barendsen, G.W.:
Impairment of the Proliferative Expacity of Human
Cells in Culture by α -Particles with Different Linear
Energy Transfer
Int.J.Rad.Biol.8(1964)453
- /BOR-76/ Borst, H.:
Untersuchungen der Eigenschaften von Gasteleskopen
mit dreiteiligem Meßvolumen im Hinblick auf ihre
Anwendung zur Spektrometrie schneller Ionen.
GSF-Bericht Nr. S.411 (1976)
Gesellschaft für Strahlen- und Umweltforschung,
Neuherberg
- /BOUC-70/ Bouclier, R., et al
Investigation of Some Properties of Multiwire Proportional Chambers
Nuc.Inst.Meth. 88(1970)149
- /CAM-71/ Campion, P.J.:
Some Comments on the Operation of Proportional
Counters
Proc. of the Third Symposium on Microdosimetry
Stresa 1971
Luxembourg, 1972
- /CHA-70/ Charpak, G.:
Evolution of the Automatic Spark Chamber
Ann.Rev.Nuclear Sci.20(1970)195-254
- /CHA-81/ Chadwick, K.H., Leenhonts, H.P.:
The Molecular Theory of Radiation Biology
Springer, Berlin, 1981
- /DER-69/ Dertinger, H., Jung, H.:
Molekulare Strahlenbiologie
Springer, Heidelberg, 1969
- /EDW-80/ Edwards, A.A., Loyd, D.C., Purrott, R.J.:
Dicentric Chromosome Aberration Yield in Human
Lymphocytes and Radiation Quality
A Resume Including Recent Results Using Alpha-Particles
Proc. of the Seventh Symposium on Microdosimetry,
Oxford 1980
CEC, Brussels, 1981
- /EPP-68/ Epple, E., Decker, D.:
Ein Gasentladungsdetektor für die digitale Wieder-
gabe der örtlichen Verteilung von ionisierenden
Teilchen
Nucl.Inst.&Meth.66(1968)77-86

- /ERS-72/ Erskine, G.A.:
Electrostatic Problems in Multiwire Proportional
Chambers
Nucl.Inst.&Meth.105(1972)565ff
- /GLA-74/ Glässel, P.:
Dissertation Naturwissenschaftliche Fakultät der
Ludwig-Maximilian-Universität München
München, 1974
- /GOO-78/ Goodhead, D.T., Thacker, J., Cox, R.:
The Conflict Between the Biological Effects of
Ultrasoft X-rays and Microdosimetric Measurements
and Application
Proc. of the Sixth Symposium on Microdosimetry
Brussels, 1978
Brussels and Luxembourg, 1979
- /HAL-73/ Halder Electronic GmbH, 1973
Hohenbreitenweg 9
8110 Seehausen
- /KEL-72/ Kellerer, A.M., Rossi, H.H.:
The Theory of Dual Radiation Action
Curr. Top.Radiat.Res.8(1972)85
- /HOL-78/ Holt, P.D.:
Micro-Dosimetry and Nano-Dosimetry
Proc. of the Sixth Symposium on Microdosimetry
Brussels, 1978
Brussels and Luxembourg, 1979
- /HUG-66/ Hug, O., Kellerer, A.M.:
Stochastik der Strahlenwirkung
Springer, Berlin, 1966
- /ICRU-70/ Linear Energy Transfer
International Commission on Radiation Units and
Measurements,
Washington D.C.(1970) ICRU Report 16
- /ICRU-73/ Dose Equivalent
International Commission on Radiation Units and
Measurements
Washington, D.C. (1973)
Supplement to ICRU Report 19
- /KEL-78/ Kellerer, A.M., Rossi, H.H.:
A Generalized Formulation of Dual Radiation Action
Rad.Res. 75(1978)471
- /LAN-44/ Landau, L.:
On the Energy Loss of Fast Particles by Ionization
J. of Physics USSR 8(1944)201
- /NAS-66/ National Academy of Sciences
Studies in Penetration of Charged Particles in Matter
Publication 1133, Washington D.C., 1964

- /NOR-70/ Northcliff, L.C., Shilling, R.F.:
Range and Stopping Power Tables for Heavy Ions
Nuclear Data Tables Vol.7 No.3-4(1970)233
- /PLA-76/ Planinič, J.:
Gas Gain in Multiwire Proportional Counters
Nucl.Inst.Meth. 136(1976)165 -167
- /RAE-66/ Raether, H.:
Electron Avalanches and Breakdown in Gases
London: Butherworth 1966
- /RAE-60/ Raether, H.:
In: Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften XXXIII
Flügge und Trendelenburg Eds.
Springer, Berlin, Heidelberg (1960) S. 175 ff
- /RIC-74/ Rice-Evans, P.:
Spark, Streamer, Porportional and Drift Chambers
The Richelieu Press, London 1974
- /ROS-41/ Rose, M.E., Korff, S.A.:
An Investigation on the Properties of Proportional
Counters (I)
Physical Review 59(1941)850
- /ROS-49/ Rossi, B., Staub, H.:
Ionization Chambers and Counters
New York: Mc Graw Hill, 1949
- /ROT-67/ Rothenhöfer, K.:
Diplomarbeit am Lehrstuhl für Gasentladungstechnik
und Photoelektronik der Technischen Hochschule
Stuttgart, 1967
- /See-68/ Seelmann-Eggebert, W., Pfennig, G., Münzel, H.:
Nuklidkarte 3. Auflage
Institut für Radiochemie
Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1968
- /SPE-65/ Specht, H., Armbruster, P.:
Messung der Gasverstärkung in Methan bei niedrigen
Drucken mit einem Transmissions-Proportionalzählrohr
für Spaltprodukte
Nucleonik, 7(1965)8-14
- /TOD-67/ Todd, P.:
Heavy-Ion Irradiation of Cultured Human Cells
Rad.Res.Suppl.7(1967)196
- /VAV-57/ Vavilov, P.V.:
Ionization Losses of High-Energy Heavy Particles
J.Soviet Physics JETP



